本多の磁気理論と,わが国におけるWeiss理論の受容の過程VI : 聞書きにもとづく物性物理学史(3)

勝木, 渥

物性研究 38－4(1982－7)

本多の磁気理論と，わが国における Weiss 理論の受容の過程 VI

── 聞書きにもとづく物性物理学史(3) ──

信州大・理　勝木　渥

(1982年5月21日受理)

(承前)[327)]

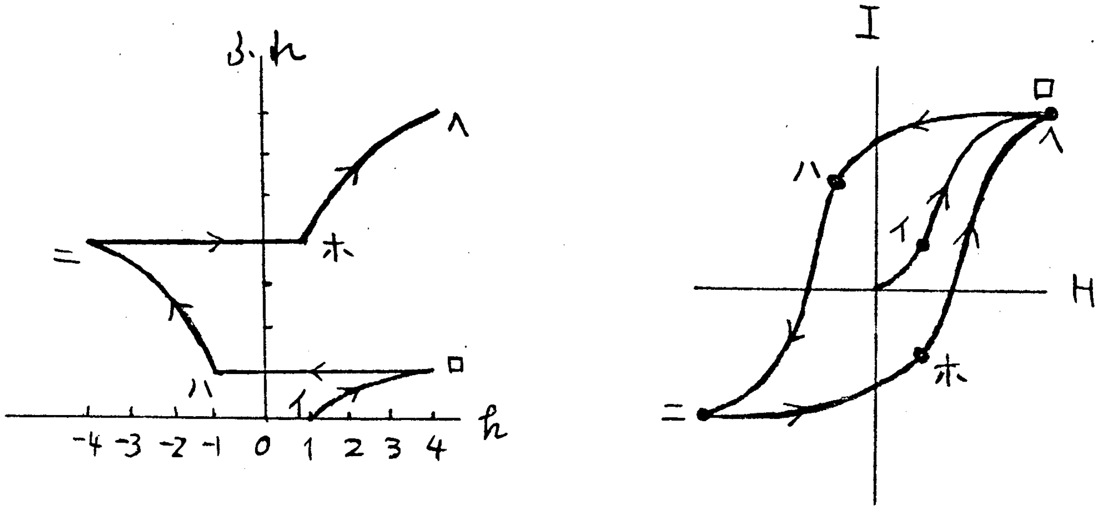
Heisenberg の強磁性理論出現のころのヨーロッパにおいては，Weiss 理論は実験によく合う理論だと認識されており，Heisenberg の強磁性理論があらわれる以前にも強磁性が交換相互作用の関与する現象であろうとの洞察ないし予感が存在した。Heisenberg 理論は Weiss の分子場に対する量子力学的な裏付けとして基本的に，その根本のところにおいてほぼ全面的に，受容れられた。強磁性の本質問題は磁気の担い手の問題と分子場の本性の問題であるとのほぼ共通した問題意識があり，履歴現象や残留磁化，抗磁力などは第2義的な問題とみなされた。この頃のヨーロッパにおいては，強磁性の問題はまず何よりも量子力学の問題であり，巨視的な系への量子力学の有効性に関する1つの重要な試金石であった。

さて，ヨーロッパにおける強磁性問題のこのような受けとりかた，Heisenberg の強磁性理論に対するこのような受けとりかたと比較して，日本における受けとりかた，すなわち本多の受けとりかたはどのようなものであったろうか。

本多が Heisenberg の強磁性理論にふれた最初の論文は，1929年に発表した鋼鉄の磁化のさいの熱の放出についての論文[223)]であった。これは本多と大久保準三，広根徳太郎の共著になっており，広根にとっては処女論文[328)]であった。本多らは，本多－大久保理論にもとづいて，磁化のさいの熱放出をつぎのように考えた。磁性の分子理論によればエネルギー損失は外場による分子磁石の回転が不連続になされる時にのみ起る。相当磁場 (reduced field)[329)] h が1より小さければすべての分子磁石が可逆的に場の方に向かって転向し，エネルギーは磁化によっては散逸しない。h が臨界値1より大きければ，若干の分子は飛躍的な転向をして，対応する初期位置がもとの位置から $\pi/2$ または π だけちがったことに相当するような新しい方向を向く。この飛躍的な転向のさい分子は運動エネルギーを獲得して新しい平均位置のまわりに回転

KATSUKI, Atsushi

振動をするが，このエネルギーは結局は熱に変換される。このような飛躍的な転向をする分子磁石の数は磁場の強さとともに増加して $h=4$ である漸近値に達し，それ以上磁場を増してもそれ以上の分子の転向は起きないので，それ以上の磁化によるエネルギー散逸はない。こうしてエネルギーの散逸は $h=\pm 1$ と $h=\pm 4$ との間でおこる。磁場 h で飛躍的転向をする分子数とこの転向のさいに得られるエネルギーは知ることができるから磁化曲線にそってのエネルギー損失も評価可能であり，そのエネルギー損失は物体内で熱となり温度上昇としてあらわれるであろう。熱電対を用いてその温度上昇を検流計のふれでみてやることにすれば，磁場と検流計のふれとの間には第7図のような関係が磁化過程に対応して得られるであろう。そこで，磁



a　　　　　　　　b

第7図

a　相当磁場 h と温度上昇（検流計のふれ）との理論曲線

b　磁化履歴曲線

a と b との対応する点が同じ片仮名で示されている。

化のさいに発生する熱が本多－大久保理論にあうかどうか，すなわち磁場と温度との関係が第7図のようになるかどうか，を実験的にしらべてやろう。実験上の苦心は，1つは磁化のさいの熱発生による微小な温度変化（磁化の完全なサイクルに対するエネルギー散逸は単位体積あたり軟鉄で 10^4 erg，KS 磁石鋼で 10^6 erg 程度で，それによる温度上昇は約 3×10^{-4} または 3×10^{-2} 度である）を記録しうる敏感な装置をつくること，もう1つは磁化以外の一切の熱源を遮断すること，すなわち，渦電流による熱効果を防止したり伝導・対流による熱の逸失を防止したりすることにあった。炭素鋼，タングステン鋼，KS 磁石鋼に対する実験結果は第7図 a に期待されるような曲線がえられた。このことから本多らは，強磁性理論においては非可

逆過程が重要な役割を演じ，それゆえ非可逆過程を考慮に入れていない強磁性理論はどんな理論も，たとえば Weiss の理論も Heisenberg の理論も（下線は勝木。本多はここでだけこのようにただ一言 Heisenberg 理論に言及した）強磁性体で観測される重要な現象を説明しえず，したがって満足というにはほど遠い，と結論した。本多らにとっては Stoner [272)] によって二義的な重要性しかもたぬとされた不可逆過程・履歴現象が強磁性の重要な現象だったのである。ここには，問題意識の明白なちがいがある。

翌1930年になると本多は「P. Weiss と W. Heisenberg の強磁性理論について」と題する論文[326)] を Z. Phys. に発表する。それは同じ年に『東北帝大理科報告』に発表される「磁性の新理論のその後の発展について」と題する論文[182)] の §6以下とほぼ同一内容のものである。ただし部分的に若干のちがいがあり，そのちがいの所を読み比べてみると前者（ドイツ語）に手を加えたのが後者（英語）であることがわかる。前者の§1，すなわち後者の§6，「常磁性の Langevin 理論」の冒頭の数行で，本多は「常磁性の Langevin 理論は，古典的ではあるが，理論的見地から非常に重要である。それはもともとは2原子気体に対して成立つものだが，拡張されて液体や固体にも適用された。それは固体の Weiss 理論および Heisenberg 理論の基礎をなす。Weiss の分子場はこの理論にまでさかのぼる。それゆえ，理論構築の基礎におかれた仮定およびその適用可能性の限界について詳しく研究することが非常に重要である」（下線はいずれも勝木による）とのべている。「古典的ではあるが」とことわっているところをみると，本多自身あるべき理論は量子論的な理論であるべきだとこの時思っていたのであろうか。「もともとは2原子気体に対して成立つ」というのは Langevin 理論にあらわれる Boltzmann 因子の指数の分母が kT であり，これが2原子分子の回転運動（自由度2）の運動エネルギーにひとしいことによっている（拙論Ⅲ参照）。「適用可能性の限界」に言及しているところをみると，理論の適用限界という意識を本多はもっていたのであろう。本多は「素磁石が原子核のまわりを回転する電子 — Bohr 磁石 — または自己の軸のまわりに回転する電子 — こま電子 — に帰せられると考えれば」これは「磁気力によっては磁化されず，これらの素磁石に対して Maxwell-Boltzmann 則は適用できない」とのべ，Maxwell-Boltzmann 分布則が適用できるのは，本多の核内電子磁性起源説に基く素磁石，すなわち力学的モーメント（角運動量）は相殺され磁気的モーメントのみをもつ素磁石，に対してだと主張する。Langevin 理論が適用できるのは本多の素磁石に対してだというわけである。つぎの節は「Weiss および Heisenberg の強磁性理論」と題されているが，そこで本多は Weiss の分子場の仮定について「Weiss は強磁性体の各分子は外場のもとで外場と同じ方向をむいたもう一つの強い場を同時にうける，と仮定した。このいわゆる分子場について，それは近接分子の相互作用によって生じ，磁化の強さ I に比例する，

と仮定されている。それゆえ実際にある場は外場H_0と分子場H_mとの和であり，Nを比例因子とすれば$H = H_0 + H_m = H_0 + NI$である。この仮定から強磁性を説明しうるためには分子場は少くとも数百万ガウスの値でなくてはならないが……このような法外の大きさの分子場の源の説明は非常にむつかしい。この困難をさけるために Weiss は最近この場は非磁性的な性質のものだと仮定するにいたった。もしそうだとするなら，それは磁気力として取扱うことはできず，上でやったように磁場に加えあわせることはできない。なぜなら，磁気力は素磁石の正極と負極に逆向きの力を及ぼすが，……他の種類の力はこのようには働かないからである」（下線は勝木による）と批判する。ここから分るように，本多は「磁化の強さIに比例する」分子場の「磁化の強さI」を単一磁区の磁化の強さとは考えず，強磁性体全体の磁化の強さと考えているらしい。だから素磁石が分子場を感ずるのは「外場のもとで」なのであろう。そしてまた，素磁石の正極と負極とに逆向きの力を及ぼすのが磁気力であり，またこのような力を及ぼし得るのは磁気力だけあってそれ以外の力はこのようには働かない，と考えていたらしい。本多にとっては磁場はその磁場の中に素磁石があろうとなかろうとそれに関係なく存在するものであり，素磁石のエネルギーがその磁気モーメントμの大きさと方向に依存し，それがμと何かある量との内積の形にかけるならば，その何かある量が実効的に磁場とみなされうるものだ，というような考えは思い浮かばなかったらしい。さらに本多は Weiss 理論は「強磁性体にみられる重要な現象，すなわち磁化曲線に変曲点があることや履歴現象や誘導磁化の温度効果などを説明しない」と批判し，また Weiss 理論の重要な帰結のひとつである対応状態則$\sigma/\sigma_0 = \varphi(T/\Theta)$が成立たぬことを Fe，Ni，46％Ni－Fe，70％Ni－Fe の温度－磁化曲線を Weiss 理論のそれと比較することによって示している。これらのことから本多は Weiss 理論は実験にあわない理論だと断定し，Heisenberg 理論に対しても「Heisenberg 理論は少くとも形式上磁化に対して Weiss のものとほとんど同じ方程式を与えるから，Weiss 理論に対してのべたと同じことが Heisenberg 理論に対してもいえる」とのべてこれを斥けている。論文のこのような書きぶりからみて本多は，少くともこの論文を書いた時期には，Heisenberg がかれの強磁性理論の論文においてなした寄与がどの点にあったかについて何ら理解するところがなかった，と言っておそらく間違いないであろう。本多はこの時期には Heisenberg 理論の着想の基本も，その議論の展開の筋道も，おそらく全く理解しえていなかったであろう。そしてただ Heisenberg 理論が磁化に対して Weiss 理論と本質的に同じ表式を与えることをもって Weiss 理論と同断であるとし，Weiss 理論もろともにこれを切り捨てたのであった。さらにつぎの節「磁歪と臨界点での現象についての Fowler と Kapitza の理論」において本多は，Heisenberg 理論に基いた Fowler と Kapitza の磁歪と臨界点での諸現象の説明が，これをよく検討してみると，

かれらのいう所とはちがって実験事実を説明しえないと主張する。まず，臨界点での比熱のとびに対するFowlerと Kapitza の理論に対する本多の批判の要点はつぎのようであった。まず臨界点に対する本多の自説 ── 低温で始まる変化の終点が臨界点である[330] ── を展開して，磁化・熱膨脹・電気抵抗・熱容量などの温度係数は臨界点より若干（10°～ 30°）低いところでその極大をもち，[331] 臨界点ではむしろ小さい（第８図）， Weiss たちは比熱が臨界点で不連続に変化すると主張して最近それを調べる実験をしたが，本多の議論および実験結果から実際には不

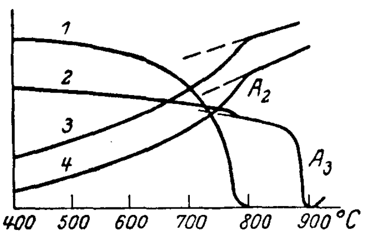


Fig. 3.

1. Magnetization.
2. Differential (thermal) expansion.
3. Electric resistance.　4. Heat capacity.

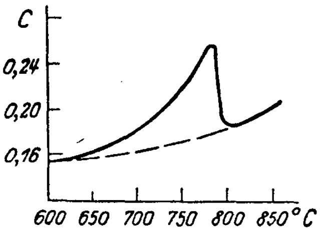


Fig. 4.

Specific heat of iron.

第８図　臨界点近傍での諸物性の変化（文献182より）本多は磁化の消失する 800°C を臨界点とみなしたから比熱のピークは臨界点よりいくらか低い所にあらわれていることになる。

連続は臨界点では存在しないことがわかる，と主張し，Fowlerと Kapitza は実験の極大値を臨界点での変化だとみなしているが，理論的には（つまり本多の見解では）臨界点では極小値が認められるはずである，それゆえ両者を比較することがそもそもおかしいのだ，かれらの場合の理論と実験とのみかけ上の一致は実は（臨界点の理解がまちがっているのだから）不一致を示すものである，とのべる。本多と Fowler-Kapitza とでは現象の理解のための概念の枠組が全然ちがい，そのために議論がかみあわず，本多の批判は的外れのものとなっている。原子熱のとびの値についてもFowlerと Kapitza は物によらず $3R/2=3\,\mathrm{cal}$ を与えるが， 実験の極大値は Fe , Ni , Co でそれぞれ 4.6， 2.8， 2.1 cal である，と指摘する。 否定的評価を下すのに急でモデルへの理解が示されていないということができよう。臨界点での体積変化（自発体積磁歪に相当）に関するFowlerと Kapitza の議論を本多は次のように批判する。Fowlerと Kapitza は体積変化の割合の理論値として 1/120 を得て，長さの変化の測定から得られる値 1/100 ～ 1/200 と比較している。 この測定値は収縮（高温側で収縮 ── 勝木）なので相互作用積分 J_0 が体積とともに増すことになるが， これは不可能ではないにしても疑わしい（このことはFowlerと Kapitza 自身も気付いている ── 勝木）。それに測定値が 1/100 ～ 1/200 と

いうのも正しくない。かれらの引用したCharpyとGrenetの論文で与えられた体積変化は磁気的なA_2変化にともなう体積変化ではなくてA_1変態にともなうそれであり，かつA_1変態は鋼(Fe－C系)の特性であって鉄(純鉄)にはあらわれない。[332] A_2変化にともなう体積変化は小さくて普通の膨脹計では検出されない。A_2変化にともなう体積変化の正確な決定はChevenardがはじめてやったが，その値はわずか5×10^{-4}であり，[334] したがって理論値は測定値の約18倍になる，つまりFowlerとKapitzaの理論は大きさに関しても符号(収縮か膨脹か ── 勝木)に関しても実験的にたしかめられはいないのだ，と。「鉄の神様」としての本多の面目がここでは躍如としている。磁歪(強制磁歪)についてのFowlerとKapitzaの議論に対して本多は次のように批判する。かれらは臨界点での体積変化の表式を用いその値の1/3をとって長さの変化とし，磁場の作用のもとでのこの長さのわずかの変化をHeisenbergの方程式を用いて$\delta l/l=3.5\times10^{-5}$と得て，測定値$2.0\times10^{-5}$とよく一致するとしたが，実際は臨界点での体積変化にともなう長さの変化は等方的だが，磁歪の場合長さの変化の縦効果と横効果は互いに逆に起り，体積効果は両者の差をあらわすにすぎず，ずっと小さいにちがいない。長さの磁歪でなく体積の磁歪をとればFowlerとKapitzaの値は$\delta v/v=10.5\times10^{-5}$にひとしくなるが，測定値は鉄に対してほぼ$5\times10^{-7}$であり，理論値の約1/200である。 FowlerとKapitzaにおける理論と実験との一致は見かけ上のものにすぎないのだ，と。ここには磁歪の研究者として出発した本多が息吹いている。この論文を通じていえることは，本多がFowlerとKapitzaの論理展開のすじ道をかれらの論理に即して理解した上でかれらの理論を批判するのではなく，かれらの得た結果を実験と比較してそれが実験と合わないと主張することによってFowlerとKapitzaの理論，ひいてはHeisenbergの強磁性理論を否定しているということである。本多は，少くともこの時期には，Heisenberg理論に全く無理解であった。

事実，本多は1931年に出版された『磁性体に関する学説』において，ついに一言もHeisenbergの強磁性理論に言及せず，これを黙殺したのである。[339]

1930年における本多のこのような無理解を念頭におくとき，1931年における広根一彦坂の論文[215]は特筆すべきものであると思われる。 かれらはHeisenberg理論をHeisenbergの展開した論理の筋道に即して理解しえていた。これには1929年9月にHeisenbergとDiracの来日があり，Heisenberg自身によるHeisenbergの強磁性理論についての講演もあったという事情もあずかっていたかも知れない。[340,345] しかし，広根がHeisenbergの強磁性理論に関心を抱くのはHeisenbergの講演から直接にというよりは，むしろWeylの“Gruppentheorie und Quantenmechanik”[348]を読むことによってであった。[349]

広根らはHeisenbergの強磁性の論文を読む前にWeylの群論と量子力学の本の勉強がしてあ

った。それをやっていたから Heisenberg の論文をその論旨に即して理解することができ，それへの若干の修正をかれら独自に加えることができた。広根－彦坂の論文に即してかれらの議論をみることにしょう。かれらはまず，強磁性出現条件に関して Heisenberg が与えた主要な結論を，(1)隣接原子数 $z \geqq 8$，(2)交換積分 $J_0 > kT/2$，[353] (3)価電子の主量子数 $n \geqq 3$ の３つにまとめた。そして Heisenberg がそれぞれの多重度をもった項体系において各項のエネルギーがガウス型の分布をもつと仮定したことから実験とは合わない結果が導かれたので，強磁性の条件が項のエネルギーの分布のしかたにもどのように依存するかをしらべることが望ましいとして，かれらの仕事にとりかかる。かれらは Heisenberg につづく先人の仕事として， Bloch のスピン波の理論[294]に言及してこれを大きな多重度をもつ項体系のエネルギー準位をあらわに計算して低温での磁化を研究する理論だと位置づけ，また Stoner の Heisenberg 理論修正の試み[272]に言及して，Stoner は Heisenberg 理論の実験からの外れは“結晶全体（を一つの系とみなして）の群論的取扱い”に起因すると考えたが，われわれは Stoner の考えにくみする事はできないと述べている。[354]　こうしてかれらは Heisenberg の群論的取扱いの方法を継承し，Heisenberg の仮定した項のエネルギーのガウス型の分布（これは無限に拡がった分布である）の上下の裾を断ち切ることによって実験とのよりよい一致を得ようとしたのであった。かれらは，Heisenberg にならって，各々１個の電子をもつ $2n$ 個の原子が１つの結合した分子系（これを本多－大久保にならって“Elementarkomplex”と名付けてよいだろうとかれらはのべている[355]）を形づくるとする。その結合した分子系の全スピン量子数の各々の値 s に１つの項体系“s”が属するが，項体系“s”の項の数 f_s と平均の結合エネルギー E_s を，Heisenberg を引用して，

$$f_s = \frac{(2n)!\,(2s+1)}{(n+s+1)!\,(n-s)!} \quad , \qquad \text{(H. H. 1)}^{356)}$$

$$E_s = -zJ_0 \frac{s^2+n^2}{2n} + J_{\mathrm{E}} \qquad \text{(H. H. 2)}$$

と与える。これは Heisenberg の論文に出てくる式そのままである。かれらは項体系“s”の項は，ガウス分布のように無限に拡がっているのではなく，領域 $E_s - \Delta E_s$ と $E_s + \Delta E_s$ との間にすべておさまっていると考え，その分布をあらわす関数として，$E_s + \Delta E$ と $E_s + \Delta E + d\Delta E$ との間にある項の数が

$$f_s F_s(\Delta E)\, d\Delta E$$

であり，　　　　　　　　　　　　　　　　(H. H. 3)

$$\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s} F_s(\Delta E)\,d\Delta E = 1$$

であるような $F_s(\Delta E)$ を導入する。f_s 個の項の，項体系の重心 E_s からの平均のずれ（Heisenberg ，（H．17）式）

$$J_0\sqrt{z\frac{(n^2-s^2)(3n^2-s^2)}{4n^3}}$$

を用いて

$$\Delta E_s = p(s)J_0\sqrt{z\frac{(n^2-s^2)(3n^2-s^2)}{4n^3}}$$

によって，項のエネルギー分布の巾（ガウス分布の裾野の切断）を指定するパラメーター $p(s)$ を導入する。全系の状態和 S は定数因子を省略して

$$S = \sum_{s=0}^{n}\sum_{m=-s}^{s}\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}\exp\left(2\alpha m-\frac{E_s+\Delta E}{kT}\right)\cdot f_s F_s(\Delta E)\,d\Delta E$$

$$=\frac{1}{\sinh\alpha}\sum_{s=0}^{n}\sinh\left\{2\alpha\left(s+\frac{1}{2}\right)\right\} f_s\, e^{-\frac{E_s}{kT}}\cdot\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{-\frac{\Delta E}{kT}}\,d\Delta E \tag{H.H.5}$$

で与えられる。ここで $\alpha=\mu_B H/kT$ である（Heisenberg の論文では $\alpha=2\mu_B H/kT$ であった。文字は同じだが，因子が２だけちがっている。両者を比べるとき注意が必要）。$F_s(\Delta E)$ が常に正であり，また $\Delta E<\Delta E_s$ だから，（H．H．5）の第２式中の右辺の積分について

$$\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{-\frac{\Delta E_s}{kT}}\,d\Delta E<\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{-\frac{\Delta E}{kT}}\,d\Delta E<\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{+\frac{\Delta E_s}{kT}}\,d\Delta E$$

の関係があり，$F_s(\Delta E)$ の規格性（（H．H．3）の第２式）から

$$e^{-\frac{\Delta E_s}{kT}}<\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{-\frac{\Delta E}{kT}}\,d\Delta E<e^{+\frac{\Delta E_s}{kT}}$$

となるから

$$\int_{-\Delta E_s}^{\Delta E_s}F_s(\Delta E)\,e^{-\frac{\Delta E}{kT}}\,d\Delta E = e^{q(s)\frac{\Delta E_s}{kT}} \tag{H.H.6}$$

とおくことができる。ここで $q(s)$ は項体系の項の分布の形から決まる量でその値は -1 と $+1$ との間にある。これを（H．H．5）に代入して

$$S=\frac{1}{\sinh\alpha}\sum_{s=0}^{n}\sinh(2\alpha s+\alpha)f_s\,\mathrm{e}^{-\frac{E_s}{kT}+q\frac{\Delta E_s}{kT}}$$

を得る。これは Heisenberg の（H．20）式の m についての和を実行したものに相当している。Heisenberg は前回私が指摘した手品のような計算によって，状態和 S の表式を全スピン磁気量子数 m についての $-n$ から n までの和の形で与えた（（H．21）式）のであるが，広根ー彦坂は上記のように状態和 S を s についての 0 から n までの和の形で与えている。 かれらはこの状態和から外場方向の全系の平均磁気モーメント M（μ_B を単位にして）を

$$M=\frac{\partial}{\partial\alpha}\log S$$

から得，原子あたりの平均磁気モーメント（これをかれらは“還元磁化”とよんだ）σ を

$$\sigma=\frac{m}{2n}=\frac{\sum_{s=0}^{n}P_1(\frac{s}{n})\frac{s}{n}}{\sum_{s=0}^{n}P_2(\frac{s}{n})}-\frac{1}{2n}\coth\alpha \qquad (\mathrm{H.H.}8)$$

として得た。ただし

$$P_1(t)=2\cosh\{\alpha(2nt+1)\}\frac{2nt+1}{(n+nt+1)!(n-nt)!}\cdot$$

$$\cdot\exp\{\beta\frac{nt^2}{2}+\beta\frac{pq}{2}\sqrt{\frac{n}{z}(1-t^2)(3-t^2)}\},$$

$$P_2(t)=2\sinh\{\alpha(2nt+1)\}\frac{2nt+1}{(n+nt+1)!(n-nt)!}$$

$$\cdot\exp\{\beta\frac{nt^2}{2}+\beta\frac{pq}{2}\sqrt{\frac{n}{z}(1-t^2)(3-t^2)}\},$$

$$\beta=\frac{zJ_0}{kT}$$

である。かれらはこの（H．H．8）式をもとにして， 実験と比較するための議論を展開する。磁場が小さすぎないとき

$$\cosh\{\alpha(2nt+1)\}=\sinh\{\alpha(2nt+1)\}=\frac{1}{2}\,\mathrm{e}^{\alpha(2nt+1)}$$

と近似できて（こう近似できない $t(=s/n)$ の小さな項は重要でない），

$$P_1(t)=P_2(t)=P(t)$$

$$=e^{\alpha(2nt+1)}\frac{2nt+1}{(n+nt+1)!\,(n-nt)!}$$

$$\cdot\exp\left\{\beta\frac{nt^2}{2}+\beta\frac{pq}{2}\sqrt{\frac{n}{z}(1-t^2)(3-t^2)}\right. \qquad \text{(H. H. 10)}$$

となり，(H. H. 8) は

$$\sigma=\frac{\sum_{s=0}^{n}P\left(\frac{s}{n}\right)\frac{s}{n}}{\sum_{s=0}^{n}P\left(\frac{s}{n}\right)}-\frac{1}{2n}\coth\alpha \qquad \text{(H. H. 11)}$$

となる。$P(t)$ は鋭い極大を $t=t_0$ でもつから，和を $t_0(=s_0/n)$ 近傍に限ることによって，(H. H. 11) の第1項は

$$\frac{\sum_{s=0}^{n}P\left(\frac{s}{n}\right)\frac{s}{n}}{\sum_{s=0}^{n}P\left(\frac{s}{n}\right)}\cong\frac{\frac{s_0}{n}\sum_{s=s_0-\varepsilon}^{s_0+\varepsilon}P\left(\frac{s}{n}\right)}{\sum_{s=s_0-\varepsilon}^{s_0+\varepsilon}P\left(\frac{s}{n}\right)}=\frac{s_0}{n}$$

となる。これから

$$\sigma=t_0-\frac{1}{2n}\coth\alpha \qquad \text{(H. H. 14)}$$

を得る。ただし $t_0=s_0/n$ は

$$\frac{dP}{dt}=P(t)\left\{2\alpha+\beta t-\beta\frac{pq}{\sqrt{nz}}\frac{(2-t^2)\,t}{\sqrt{(1-t^2)(3-t^2)}}\right.$$

$$\left.-\log(1+t)+\log(1-t)+\frac{1}{nt}\right\}=0$$

の解で，

$$t_0=\tanh\left[\frac{1}{2}\left\{\alpha+\beta t_0-\beta\frac{p_0q_0}{\sqrt{nz}}\frac{(2-t_0^2)\,t_0}{\sqrt{(1-t_0^2)(3-t_0^2)}}+\frac{1}{nt_0}\right\}\right]$$

(H. H. 16. 1)

をみたすが，温度に比べて磁場が小さい（$\alpha=\mu_B H/kT\ll 1$）ので

$$t_0 = \sigma_0 + \frac{1}{2}(1 - \sigma_0^2)\alpha \qquad (\mathrm{H.H.}\ 16.2)$$

と書ける。ただし σ_0 は $\alpha = 0$ のときに (H. H. 16. 1) をみたす t_0 の値である。 この t_0 を (H. H. 14) に代入して

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{kT}{2n\mu_{\mathrm{B}}}\frac{1}{H} + \frac{1}{2}(1 - \sigma_0^2)\frac{\mu_{\mathrm{B}}}{kT}H \qquad (\mathrm{H.H.}\ 17.1)$$

を得る。ただし $\coth\alpha = 1/\alpha$ と近似した。この (H. H. 17. 1) 式は，外場 H が (H. H. 16. 1) を (H. H. 16. 2) と近似しうるほどには小さいがあまり小さすぎはしなくて近似 (H. H. 10) は成立つような場合の，還元磁化に対する表式である。近似 (H. H. 10) が成立たないような非常に小さな場合には $P_1(t)$， $P_2(t)$ における sinh，cosh はそのままのこし，$P_1(\frac{s}{n})$, $P_2(\frac{s}{n})$ が $s = s_0$ ($\gg 1$) に鋭い極大をもつとすることによって，(H. H. 11) 式の代りに

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{s_0}{n}\coth(2\alpha s_0) - \frac{1}{2n\alpha} \\ &= \sigma_0 \coth\left(\frac{2n\mu_{\mathrm{B}}}{kT}\sigma_0 H\right) - \frac{kT}{2n\mu_{\mathrm{B}}}\frac{1}{H} \qquad (\mathrm{H.H.}\ 17.2)\end{aligned}$$

を得る。外場が非常に小さな場合 $\coth x = 1/x + x/3$ と近似して

$$\sigma = \frac{2n}{3}\frac{\mu_{\mathrm{B}}}{kT}\sigma_0^2 H \qquad (\mathrm{H.H.}\ 17.3)$$

を得る。磁化曲線は，磁場があまり小さくない所では (H. H. 17. 1) により第9図のようなものとなる。H の大きな領域での $\sigma(H)$ を $H = 0$ に外挿した値が σ_0 であって， 広根一彦坂はこれを Weiss の自発磁化に対応するものとみなした。[357)] そして，〝自発磁化〞 σ_0 が如何に早く磁場の方向に向くかの尺度が (H. H. 17. 1) 式の第2項

$$-\frac{1}{2n}\frac{kT}{\mu_{\mathrm{B}}}\frac{1}{H}$$

であるとした (この項が小さいほど磁化方向への配向が早い)。この項は Elementarkomplex 中の原子数 $2n$ に反比例しており， Komplex が大きいほど磁化の仕方が早い。その様子を広根－彦坂は $2n = 4 \times 10^6$ と $2n = 4 \times 10^5$ に対する磁化曲線で図示している (第10図)。 広根－彦坂は，磁化曲線が熱処理などに強く影響をうけるとい

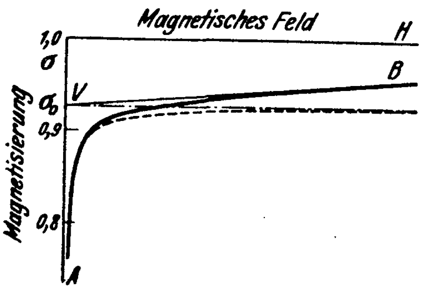


Fig. 1.
Schematisch dargestellte Magnetisierungskurve.

第9図　Elementary complex の磁化曲線 (H. H. 17.1式によるもの)

う実験事実はこのことと関係があるだろう，と示唆している。かれらはまた，かれら流の〝自発磁化〟σ_0 の温度変化を（H．H．16）式によって，パラメーター $p_0 q_0$ の値が $0 \sim \pm 10$，$+100$，-100，$+1000$ の場合について計算し，えられた結果を，Heisenbergの公式（H．24）によって計算したものと比較した（第11図）。Heisenbergの公式では〝自発磁化〟の温度変化に対して何ら実験と比較しうるような結果はえられなかったが，広根－彦坂では実験に合うような結果がえられた。q の値の範囲は-1と$+1$との間に限られていたから，$p_0 q_0$ の値はレベルの分布の巾に対するある目安とみなされよう。第11図から分るように $p_0 q_0 = 1000$ のときの $\sigma_0(T)$ 曲線は，$|p_0 q_0| \leqq 100$ の曲線に比べて σ_0 の値がずっと小さく，Curie点 Θ もはるかに低い。$|p_0 q_0| \leqq 10$ の場合には，Θ はほとんど $zJ_0/2k$ にひとしく，広根－彦坂は鉄に対して，$\Theta = 1070$ K，$z = 8$ から

$$J_0 = 3.77 \times 10^{-14}\,\mathrm{erg}$$
$$= 1.75 \times 10^{-3}\,W_{\mathrm{H}}$$

と評価した。ここで W_{H} は水素の基底状態のエネルギーである。ちなみにHeisenbergは $J_0 \sim 10^{-13}\,\mathrm{erg} \sim 10^{-2}\,W_{\mathrm{H}}$ と評価している。[359] またかれらは，実験値 σ から直角双曲線 $\sigma = \sigma_0 - (k\mu_{\mathrm{B}}T/2nH)$ の漸近値として，または直線 $\sigma = \sigma_0 + \frac{1}{2}(1 - \sigma_0^2)\mu_{\mathrm{B}}H/kT$ の σ 軸との切片として，定められる σ_0 を，WeissとForrer[360]の測定データーから，Niに対して求め，これを理論と比較した（第12図）。〝自発磁化〟の理論（第12図の曲線Ⅰ）と実験（○印）の一致は満足すべきものであった。また $\Theta = 634$ K，系の中の原子数 $2n = 2 \times 10^6$ として，磁場が15 k Gaußの場合（曲線Ⅱ）と10 Gaußの場合（曲線Ⅲ）の磁化を算出したが，強磁場の場合（曲線Ⅱ）と実験（×印）の一致は満足すべきものであった。弱磁場の場合（曲線Ⅲ）は実験

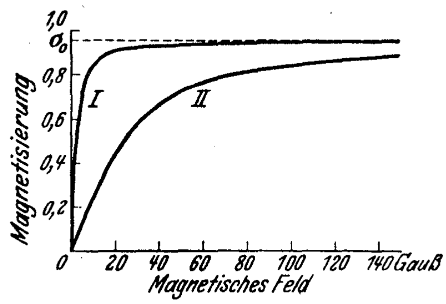


Fig. 2. Magnetisierungskurve.
Kurve I für $2n = 4 \cdot 10^6$.
Kurve II für $2n = 4 \cdot 10^5$.

第10図　Elementary complexの磁化曲線
磁化の早さはElementary complex中の原子数（$2n$）による。

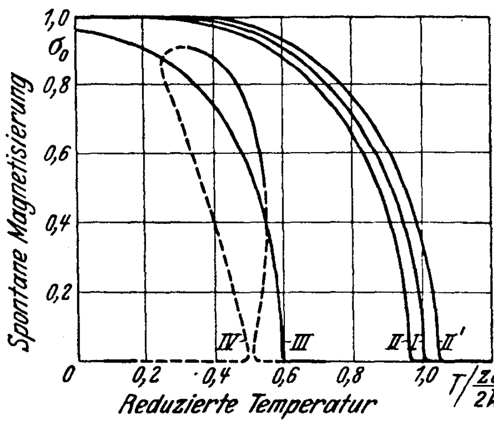


Fig. 3. **Spontane Magnetisierung und Temperatur.**
I. $p_0 q_0 = 0 \rightarrow \pm 10$;
II. $p_0 q_0 = +100$;
II'. $p_0 q_0 = -100$;
III. $p_0 q_0 = +1000$;
IV. Aus der Heisenbergschen Formel (24) loc. cit. berechnet.

第11図　〝自発磁化〟の温度依存性

と著しく外れた。かれらは特に強磁場の場合（曲線Ⅱと実験値×印）について「Curie 点での強磁性から常磁性への連続的な移行がみられる」[361] と注意している。ここには，はっきり本多の（あるいは大久保を通じての本多の）影響がみられる。広根－彦坂は，さらに強磁性出現条件について検討し，Heisenberg による条件 $z \geqq 8$ はガウス分布の仮定に由来するものであって，広根－彦坂にあっては z に対する条件はあらわれないこと，また Heisenberg における条件 $J_0 > kT/2$ [353] の代りに，項の分布の範囲があまり大きくない場合，第11図の $|p_0 q_0| \leqq 100$ の場合の $\sigma_0(T)$ 図から分るように，条件 $J_0 > 2kT/z$ があらわれることを指摘し，項の分布の範囲がずっと広くなるなら強磁性出現に必要な J_0 の値はもっと大きくなること，Heisenberg の場合は近似的に $p_0 q_0 = 1000$ の場合に対応していることを付言している。最後に，かれらの理論から得られるひとつの大事な結論として，磁場をかけたときの磁化のしやすさがElementarkomplexの大きさに依存するということを強調し，微小粒子または非常に薄い膜がほとんど強磁性にならないこと，飽和値の半分にまで磁化するのに必要な磁場が第10図から分るように $n \sim 10^6$ に対しては数ガウス，$n \sim 10^5$ に対しては数十ガウスの程度であるのに，$n \sim 10^3$ に対しては1万ガウス，$n \sim 10^2$ に対しては10万ガウスにのぼること，を注意している。

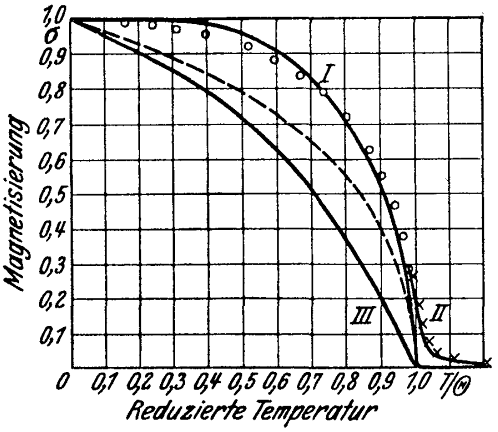


Fig. 4. Magnetisierung und Temperatur.
I. Spontane Magnetisierung; Verfasser.
— — Nach der Weissschen Theorie,
⊙ Beobachtung (P. Weiss und R. Forrer).
II. Magnetisierung; $H = 15000$ Gauß.
× Beobachtung (P. Weiss und R. Forrer).
III. Magnetisierung; $H = 10$ Gauß
($2n = 2 \cdot 10^6$, $\Theta = 634^0$ K.)

第12図　磁化の温度変化

以上の説明から分るように，広根－彦坂は Heisenberg 理論を受入れ，Heisenberg が展開した論理の道筋にそって理論を展開した。そして，かれらの得た結論は，Weiss 理論の量子力学的な裏付けではなくて，むしろ本多－大久保の Elementarkomplexの量子力学的裏付けであった。かれらの〝自発磁化〟に対する理解は Weiss のそれとは根本的にちがっている。Weiss にあっては $H \to 0$ の極限においてなおかつ単一磁区内において有限の磁化が存在し，それが自発磁化であったのだが，広根－彦坂にあっては単一の Elementarkomplexにおいて $H \to 0$ の極限で磁化は0であり，H の大きな領域での σ－H 曲線を $H=0$ に外挿したときの σ 軸の切片が Weiss の〝自発磁化〟に対応するものとみなされた。すでに私が前回[362]のべたように，Heisenberg 理論はそのままでは直接 Weiss 理論には結びつかず，それが Weiss 理論に結びつくのはStoner

による修正[272)]（むしろ近似とよぶのが適当か）を経た上でのことであった。 Stoner 流の修正（もしくは近似）にくみしなかった広根－彦坂が Heisenberg 理論を忠実になぞって Weiss 理論と合致しない結論を得たのは，むしろ当然のことであった。

この広根－彦坂の理論は，まずは直ちに本多に受入れられる。本多は1932年早々に「Weiss の分子場について」と題する論文[363)]を発表し，Weiss 理論批判の文脈の中で，自発磁化否定の結果を得た論文として，広根－彦坂論文を紹介した。本多のこの論文からは本多の Weiss 理論に対する理解の様相（1932年段階における）がかなりよくうかがわれるので，ここで簡単にそれを紹介しておきたい。本多は， Weiss の導入した分子場について〝Weiss は分子場 H_m は素域 (elementary portion; Elementargebiet) の磁化の強さ ── 〝自発磁化〞に比例する，すなわち $H_m = NI_t$ と仮定した，ここで I_t は温度 t での磁化の飽和値で N は比例定数である〞とのべたのちに，〝磁化していない状態においては，この elementary molecular field を合成したものは任意の方向でつねに0である〞と強調し，また〝外部磁場 H_0 による磁化の場合，Weiss は合成場 H が外場 H_0 と内部場[364)] NI との和， $H = H_0 + NI$ であると仮定したが，ここで I は誘導磁化の強さであって，自発磁化 I_t ではない（下線は本多，原文イタリック）， NI は $H_0 = 0$ のとき0になり，また方向においても大きさにおいても分子場 NI_t にひとしくはない〞と強調している。これは，現在のわれわれの Weiss 理論の理解に照らしてみるとき，たしかに本多の誤読であるが，しかし Weiss の原論文には本多のように読みとることが可能な書き方，あるいは分子場と異方性磁場とが未分化のままであるような書き方もしてあるのである。[365)] 本多は，強磁性の Weiss 理論の本質を Langevin 理論に基礎をおきつつ $H = H_0 + NI$ の関係を考慮に入れたものとみなし，そこからは誘導磁化 σ と飽和磁化 σ_0 に対する $\sigma = \sigma_0(\coth a - 1/a)$， ただし $a = \sigma_0(H_0 + NI)/RT$，の関係が得られるはずであり，また Weiss 理論は非可逆効果を考慮に入れてはおらぬから理想的強磁性体に対して残留磁化は理論からは期待されず，内部場 NI は外場とともに常に0になるべきだ，と主張する。本多は，Weiss が外場があるときの内部場としては NI を採用しているのに外場がないときの分子場として NI_t を採用したことを誤まりであると論じ， Weiss 理論において自発磁化が出てきたのは上記 a に対する表式において NI の代りに NI_t を用いたためであると断ずる。そして， Weiss の誤まりを正せば， Weiss が自発磁化だと主張しているものは自発磁化ではなくて誘導磁化なのであり， Weiss の得た自発磁化の温度依存性は実は誘導磁化の温度依存性であると主張する。このようにして本多は Weiss の自発磁化を否定し，さらに同様のことが Heisenberg 理論に対してもいえるとして，Heisenberg 理論もまた非可逆効果を全く考慮に入れていないからその理論からは残留磁化ないし自発磁化は出て来ないはずだ，ところが Heisenberg の結果（H. 22式）では $H = 0$ に対して

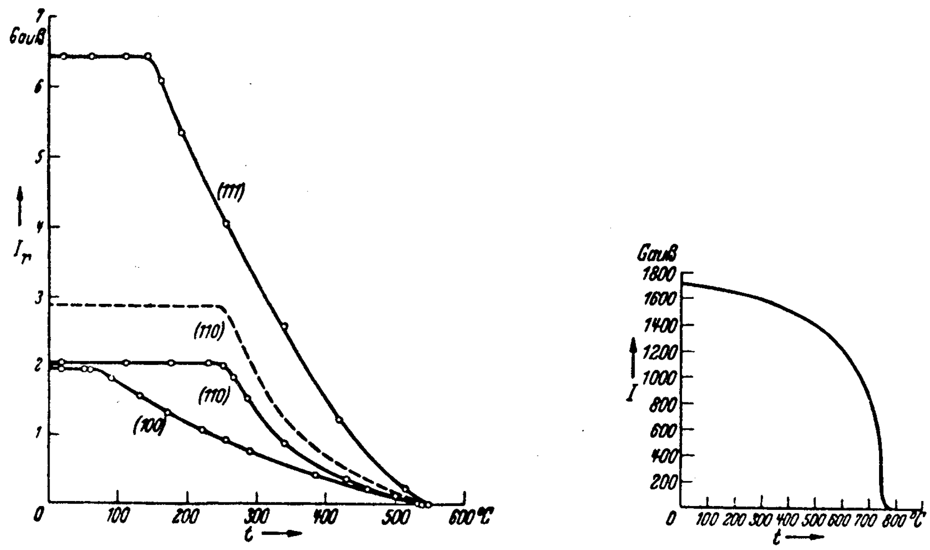
磁化があらわれることになっているが，〝この不合理な結果は，多分かれが表式S（状態和）の評価のさいに小さな項を無視したことによっているのであろう〟と述べ，それを正したものとして広根の計算の要点を再現してみせて，広根－彦坂の論文を〝磁化σに対する正しい表式を得た〟ものと評価し，〝σのこの表式はHとTの１価関数で$H=0$に対して常に０となる。こうしてこの理論には自発磁化は含まれ得ない。広根－彦坂のえた温度依存性は実際には誘導磁化のそれなのである〟と強調した。このように，広根－彦坂の理論は自発磁化否定の文脈で直ちに本多に受入れられたのである。本多はこの論文の末尾で，広根に対してその助力を感謝した。

広根は，勝木らとのインタビュー[367]において，広根－彦坂論文をめぐる本多とのかかわりあいについて次のように回顧した。広根－彦坂の論文は，広根が副手として物理教室の大久保研究室にいるときに書きあげてZeitschriftに送った。勝木のいうように論文の発信が８月４日で，８月21日受理，11月24日刊行だとすると，広根が本多の所に移ったのが1931年の９月の半ばであるから，Zeitschriftの編集局にその論文がある間に広根は本多の所に移ったことになる。この論文は本多とは全く関係なしに書いた。本多はこの論文のことは御存じない。できる過程においては本多は全然ご存じないはずだ。９月半ばに理研本多研究室の助手として金研の本多のもとに移ったが，金研はせまくて余分の部屋がなく，本多の部屋に同居した。本多はこの時すでに東北総長になっていたが，毎日午後３時頃になると総長室から几帳面に金研の本多の部屋に戻ってくる。同じ部屋だから広根は本多と毎日顔を合わせた。本多がHeisenberg理論のことを「あんなのは駄目だ」というものだから，「Heisenbergが実験に合わぬと先生は仰言るけれども，ちょっとした修正を入れればよく合うようになるんだ」と言ったら，本多はばかに広根－彦坂の論文が気に入ってしまった。本多はこの論文に非常に好意的だった，と。[368]

この広根の回顧と，本多の上記の論文における広根－彦坂論文への好意的な言及・評価・引用とはつじつまが合っている。本多が広根への謝辞の中でのべた広根のkind assistanceとは，広根－彦坂論文の内容の本多への説明を，具体的にはさしているのであろう。

のちに1936年に本多は，仁科存（にしな・たもつ）との共著の論文[369]において，鉄の単結晶の残留磁化（本多たちは残留磁化I_rが〝自発磁化〟すなわちEmelentarkomplexの磁気モーメントMと$I_r=(m_1-m_2)M$の関係で結ばれていると考えた，ここでm_1，m_2はそれぞれ磁化方向およびそれと逆方向を向いたElementarkomplexの数である）の温度変化を測定し，それから〝自発磁化〟の温度変化を推定しようと試みた。かれらは残留磁化の温度変化が誘導磁化の温度変化とは全く異った様相を示すことを明らかにし（第13図），これに基いて本多は，Weiss，Heisenberg，広根－彦坂らは自発磁化の理論を作りそれの温度依存性を議論したが，

かれらが自発磁化の温度依存性だとしているものは実は誘導磁化のそれである，と重ねて主張し，この文脈において，広根－彦坂がかれらの得た表式を自発磁化に対する表式であるとしたことを批判し，自発磁化（Elementarkomplex の磁気モーメント）の温度依存性を理論的に導出することはまだ誰も成功していないと強調した。さらに本多と仁科は，温度の自発磁化に対する，自発磁化を減少させようとする，効果は，誘導磁化に対するそれよりもずっと大きいであろうと示唆した。



残留磁化　　　　誘導磁化

第13図　残留磁化と誘導磁化の温度変化

本多以外にもう1人，この広根－彦坂の論文に注目した日本人がいた。それは武藤俊之助である。武藤は，広根が東北大物理を卒業したと同じ時，1928年3月に東大物理を卒業した。卒業の翌年，1929年9月に Heisenberg と Dirac の訪日があり，武藤はその講演会に出席して Heisenberg の強磁性と電気伝導の講義をきいて強い感銘をうけ，固体電子論の研究に踏み出す決意を固めた。[370] 当時を回顧して武藤は1965年に次のように述べている。「当時の日本の物理学を思いかえすと，固体電子論に関する研究論文を発表している研究者はほとんどなかったように思う。わずかに広根・彦坂両氏が Heisenberg の強磁性理論に含まれる数学的近似を修正する試みをした論文が唯一のものであったように思う。」と。[371]

この武藤が1934年に『日本数学物理学会誌』（以下『数物会誌』と略す）に「強磁性結晶の量子理論」と題する総合報告を書いた。[372] 1927年（これは『日本数学物理学会』の前身『東京数学会社』の創立 ── 明治10年（1877）9月 ── 50周年の年にあたっていた）に創刊された『数物会誌』は，創刊以来誌面のかなりの部分をさいて，欧米で発表された主要文献，と

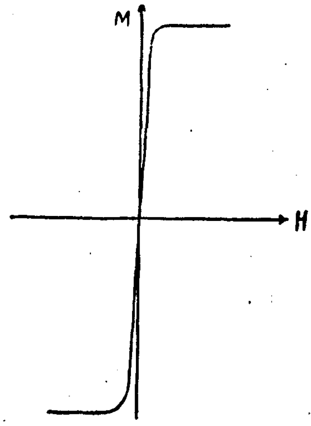
りわけ量子力学関係の基本文献の紹介に努めており，それは約10年間，つまり1936年に発行された第10巻までつづいている。その中でひとつ奇異に感ぜられることは，Heisenbergの論文をはじめとする量子力学的強磁性理論の論文が，犬井によるBloch（磁壁），[310] 原島によるEpstein [256]の紹介を除いて，全く紹介されておらず，またこれらを含めて磁性関係の論文が合計5編しか『数物会誌』上には紹介されていないという事実である。[373] 『数物会誌』の編集評議員には本多光太郎が第1巻から第14巻（1940年）まで名をつらねているから，磁性関係の論文紹介に関しては本多の意向が強くはたらいていたのかも知れない。こういう状況の中での武藤の総合報告は，日本語で書かれた最初の現代磁気理論の解説であると同時に，（ややおそすぎたとはいえ）時宜にかなったものであった。

武藤はこの総合報告で，Ewing（および本多－大久保），Weiss の理論を一瞥したのちに，量子力学における Exchange Energy と強磁性理論の関係に言及し，Heisenberg, Bloch らの仕事をかなり詳しく解説した。その中で「Heisenbergは（16），（17）[（H．24）および（H．19）式に相当]を土台とし且つWeissの古典論に於けると全く同じ方法に依って，$H=0$ なる時存在する spontaneous magnetisation 及び此れに関連した諸性質を導いた。然し Heisenberg の計算を忠実に followして見ると此れは誤りで＊あって，$H \rightarrow 0$ なる場合 $M \rightarrow 0$ となり spontaneous magnetisation は存在しない。即ち仮りに Heisenbergの結晶模型の磁化曲線を示すならば，第一図の如くなる。」[374]とのべて第14図の図を添え，「物理的に考へるならば，…… Heisenberg の計算は [10^4 gauss 程度の大きさの magnetic interactionを無視しているものなので] $H \gg 10^4$ gauss なる磁場に於て，成立するもので従って $H \rightarrow 0$ となす事は意味のない事である。」と付言している。さらに広根－彦坂の計算結果（H．H．17. 1），$\alpha=0$ の場合の（H．H． 16. 1）および（H．H．17. 3）を引用紹介し，「$H \rightarrow 0$ なる時は（22）[（H．H．17. 3)のこと]に依って $\sigma \rightarrow 0$ となる。Weiss の spontaneous magnetisationに相当する量は σ_0 であって温度との関係その他は（21）[$\alpha=0$ の場合の（H．H．16. 1）式，t_0 を σ_0 と読め] に依って与へられ，p_0，q_0 を適当に撰ぶ事に依って実験結果に近い値が得られる。」[375]とのべている。この綜合報告の2年後，1936年に武藤は岩波のシリーズ『科学文献抄』の第1冊目として『強磁性の量子理論』を刊行する。[376] この本はこの総合報告にもとづいたものであった。この本でも武藤はWeiss理論と Heisenberg 理論との間には本質的なちがいがあるとして，次のようにのべている。「Weissの分子磁場は，外部の磁場が零なる場合にも存在し所謂自然磁化[武藤は spontaneous magnetisation に「自然磁化」なる語をあてた]なる現象の現われる事を導いたが，上述の Heisenbergの模型は此の点に於て本質的差異を示す。已に冒頭に述べた様に，Heisenbergの模型では磁気的相互作用を省略して居る為に $H > 10^4$ gauss なる場合にのみ正しい。 仮り

ニ) Heisenberg は (16), (17) を土臺とし且つ Weiss の古典論に於けると全く同じ方法に依つて, $H=0$ なる時存在する spontaneous magnetisation 及び此れに關聯した諸性質を導いた. 然し Heisenberg の計算を忠實に follow して見ると此れは誤りで(5) あつて, H→0 なる場合 $M\to 0$ となり spontaneous magnetisation は存在しない. 卽ち假りに Heisenberg の結晶模型の磁化曲線を示すならば, 第一圖の如くなる.

物理的に考へるならば, 本章の冒頭に述べた樣に Heisenberg の計算は $H\gg 10^4$ gauss なる磁場に於て, 成立するもので從つて $H\to 0$ となす事は意味のない事である.

Energy levels の擴がりに modified distribution form を用ひた廣根, 彥坂兩氏の近似計算はそのまゝ, Gaussian distribution の場合にも實行され得るが假りに兩氏の結果を記すならば ……(後略)



第　一　圖

(5) 廣根氏 (本多先生の論文 ZS. f. Phys. 75, 1932, 358) に依つて指摘された.

第14図　Heisenberg 理論による磁化曲線（武藤俊之助による総合報告（文献372）より）

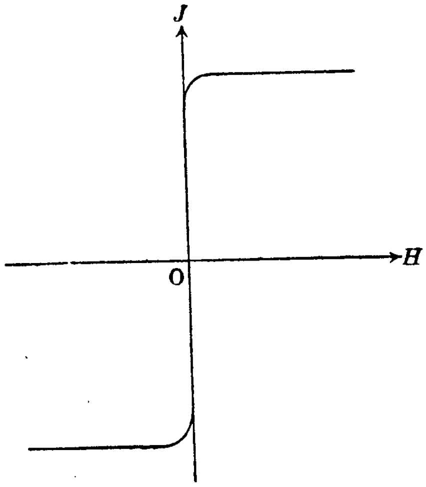
に実際の結晶との比較を論外とし，単に Heisenberg の模型それ自身の $H\sim 0$ なる領域に於ける様子を調べて見ると (39) 及び (40) の y [(39) は Heisenberg の論文の (H. 24) 式に相当する式。(40) は $s>1/2$ の場合に，ある項体系に属する多重項のエネルギー準位の拡がりを無視した場合に (39) 即ち (H. 24) と同じ条件のもとに得られる式で

$$y=\frac{2s+1}{2s}\coth\left(\frac{2s+1}{2s}x\right)-\frac{1}{2s}\coth\frac{x}{2s}\quad,$$

y は磁化に比例する量である] は何れも磁場 H に比例し温度 T に逆比例して $H\to 0$ で $y\to 0$ になる事が証明される。従って，其の磁化曲線は第5図の如くなる。」379) と。そして第15図の図を第5図としてそえている。さきの総合報告にある図（第14図）とこの図とを比べてみると，両者の間には微妙な差がある。すなわち，前者では $H=0$ での $M(H)$ の勾配が有限であるが，後者では $J(H)$ 曲線が $H=0$ で J 軸と重なっている。 武藤はこの本では広根－彦坂論文については，Heisenberg の Gaussの誤差函数による近似は決してよい近似ではないとのべたのちに，「広根及び彦坂両氏はGaussの誤差函数の如く無限の拡がりを持つエネルギー分布の代りに，有限の巾を持ち且つ二つの不定パラメーターに依り決められる或る連続分布形を用ひて強磁性を論じた。此のパラメーターの値を適当に選ぶと例へば準飽和値の温度 T に対する変化

尙 Weiss の分子磁場は,外部の磁場が零なる場合にも存在し所謂自然磁化なる現象の現はれる事を導いたが,上述の Heisenberg の模型は此の點に於て本質的差異を示す. 已に冒頭に述べた様に, Heisenberg の模型では磁氣的相互作用を省略して居る爲に $H>10^4$ gauss なる場合にのみ正しい. 假りに實際の結晶との比較を論外とし,單に Heisenberg の模型それ自身の $H\sim 0$ なる領域に於ける様子を調べて見ると(39)及び(40)の y は何れも磁場 H に比例し溫度 T に逆比例して $H\to 0$ で $y\to 0$ になる事が證明される. 從つて,其の磁化曲線は第5圖の如くなる. 實際の現象を $H\sim 0$ に於て正しく考へる爲には磁氣的相互作用を考慮せねばならぬがこれに關しては§7に於て論ずる.

第　5　圖



第15図　Heisenberg 理論による磁化曲線

の様子を与へる実験結果に関して Heisenberg の場合よりも実験値に近い計算結果が得られる。」[380]とのみ，あらわには言及している。しかし，Weiss 理論と Heisenberg 理論との間には本質的に差異があるとの武藤による指摘の中での，y は H に比例し T に逆比例して $H\to 0$ で $y\to 0$ となる，との叙述が広根－彦坂の(H. H. 17. 3)式をふまえてのものであることは明白である（さきの総合報告における当該部分の叙述を思い起せ）。

1934年ないし1936年における武藤もまた，1972年以降の私がわが国における Heisenberg 理論の受容は必ずしも直ちにWeiss 理論の受容を意味するものではないと考えている[381]のに似て，広根－彦坂の論文によってWeiss 理論と Heisenberg 理論との間には本質的な差異があるとの認識をもつに到っているのである。[382]

広根－彦坂論文が，Heisenberg 理論を受け容れつつWeissの意味での自発磁化は否定する文脈で書かれているとの私による指摘は，当の広根にとっても同意しがたいことであった。1976年10月の広根へのインタビューで私がそのことを「（広根－彦坂論文は） Heisenberg

の立場に立っても$H=0$で$M=0$なんですね。どれだけ早く飽和に達するかが elementary complex の大きさで決まってくる，というようなお話で。Weissとは（ちがう）」と言ったとき，広根は「そこの所をはっきり意識してやったわけではないが，いわゆるtechnical magnetizationでは$H=0$で磁化は0だと。しかし，わずかの磁界で飽和するということは，自発磁化，つまり$H=0$でも$M=0$ではないという風に，ぼくは考えていたと思う」と答えた。[383] また渡辺浩氏らが聞き手となった別の座談会[384]でも，聞き手が勝木の「広根－彦坂は異端の芽か?」[343]に基いて「勝木によると，広根－彦坂論文は，Heisenbergの論文を正確に計算してみると，Weissの結果と違うことになることを示したものだ，という。どこがちがうかというと，Weissの理論では磁場が0でも（自発）磁化が必ず存在するが，広根－彦坂理論では磁場0だと磁化は0だということになっている」と質問したのに対し，広根は「磁場0で磁化0になるということは，私の論文にはドメインのようなアイディアが入っているからなのです。Heisenbergにはこれはないのです。その点はWeissの理論も同じです」と答えている。[385] しかし私は，論文の書き手である広根の記憶ないし言い分に反対して，次のように言わねばならない。広根－彦坂論文では，単一磁区に相当するElementarkomplexの磁化そのものが$H=0$のときには0になっているのである，と。

宮原将平もまた，広根－彦坂論文に対する私のこのような主張への宮原の不同意を，機会あるごとに私に向かって表明している。1980年5月16日，信州大学理学部の私の研究室（物性研究室）のコロキュームで，私は「強磁性理論の系譜からみた本多理論とWeiss理論」および「1910年代における古典的統計力学の前期量子論的修正のこころみ」について報告したが，たまたま学生に招かれて講演をするために信州大学に来学していた宮原もそのコロキュームに出席した。宮原はその時も，議論の中で，勝木の広根－彦坂論文に対するそのような読み方は誤読であり，広根はWeiss的な意味での自発磁化の概念を受け入れていたとコメントした。

広根にしろ宮原にしろ，決してうそを言っているわけではない。当事者としての自分の経験についての記憶，広根の共同研究者としての経験と記憶，それらに基いて，私の〝文献に偏りすぎた〟推論の〝誤まり〟〝思い違い〟を指摘してくれているのである。しかし，広根－彦坂論文の内容に関するかぎり，私の読みとりは，広根自身よりも，また広根と仙台である時期を共にした宮原よりも，正確であると私は自負する。そして，私の読みとりの正確さは，1934年・1936年に武藤が書いたものからも，また広根らと独立にHeisenberg理論の改良をこころみた山内が広根－彦坂と本質的に同じ結果をえている[358]ことからも，傍証されていると考える。だとすれば，私の広根－彦坂論文の読みとりは誤まりだと確信する広根や宮原のその確信が，かれらのどのような経験にもとづいて生まれてきたものかを明らかにしてこそ，私の主張

は広根，宮原に対しても説得力あるものとなりうるであろう。それは今回の稿の終りの方で，1937－38年の広根の論文[386)]を詳しく検討する中でおこなうつもりである。そのまえに，広根の〝自由な仕事〟とみなされうるものの第2論文,[388)] 第3論文[389)]をざっとみておきたい。

広根の〝自由な仕事〟の第2論文（広根の論文としては少くとも第5論文）は「強磁性理論の若干の問題」と題されて1934年に発表された。広根自身による論文の概要(Synopsis)を箇条書き的に私が要約すれば次の通りである。① Heisenbergの強磁性理論によって，0Kでの飽和磁化の値は一般にBohr磁子の整数倍でないことを示す。②飽和磁化の温度変化は，物質に特性的な項の分布の形による。したがって，Weissの対応状態の法則は厳密には成立たない。③極度に強い磁場のもとでの磁化の増大および臨界点直下の磁化曲線は，磁場によるelementary complex [391)]の合成磁気モーメントの増大のためだと解釈される。④磁気変態は，ある広い温度範囲にわたって起る吸熱変化であり，この前提から強磁性体の比熱の大きさが計算できる。（広根は③の臨界点（critical point）の所に註の印をつけて脚註で「この点[臨界点]は磁化が事実上消失する温度として定義される」と註記している。）

上記要約の①から容易に推察されるように，広根は1934のこの論文でHeisenberg理論によって，というよりむしろ，それを若干〝改良〟した広根－彦坂理論のわずかの拡張によって，Fe，Co，Niの金属強磁性を論じたのであったが，その論旨の方向は②から分るようにWeiss批判の方向であり，③,④から分るように，また「臨界的」なる用語とそれへの註記から分るように，本多の磁気理論の枠組に合致させようとするものであった。事実，広根は論文末尾で本多に，本多の指導のもとでこの計算が遂行された，と謝辞を呈しているのである。（さらに山田光雄に草稿の閲読を，彦坂に問題に対する有益な示唆を，感謝している。）　私が「Heisenberg理論の受容は必ずしも直ちにWeiss理論の受容を意味するものではなかった」というとき，私は広根のこの論文をもふまえているのである。

広根はKamerlingh-OnnesとWeiss [393)]によって液体水素温度で測定されたFe，Co，Niの飽和磁化が1原子あたりそれぞれ2.213，1.728，0.604μ_Bである（0Kでの値もこれと1%以上はちがわないであろうから，それはBohr磁子の整数倍ではあるまい）ことに着目する。

これに着目したのは広根だけではない。当時，強磁性金属のBohr磁子数が整数値でないことは，強磁性問題における難問の最たるものであった。この事実の説明のために，Heisenberg-Bloch一門のWolf [394)]は，例えばNiの場合，原子の3重項状態（自由原子の基底状態$^3F(s^2d^8)$，および$^3D(sd^9)$）と1重項状態（$^1D(sd^9)$）とが3：7の比で混合していると考えた。Wolfは，自由原子の基底状態が大きな原子半径をもち，励起状態のそれが小さいときには，その原子が格子を組んだときの静電相互作用エネルギーは，電子雲の重なりのため，原

子半径大なるものの方が小なるものよりも大きく，そのため，自由原子における基底・励起状態間のエネルギー差と静電相互作用エネルギー差との適当な大小関係によって，格子の基底状態が異る多重項状態にある原子の混合状態でありうる，と考えたのである。この場合，原子の状態を添字 r で指定すれば，低温でのモル当り飽和磁化 I は，$I=\sum_r N_r g s_r \mu_B$ で与えられ（g は Lande 因子でこの場合 $g=2$，N_r および s_r は状態 r にある原子のモル当りの数およびスピン量子数），Curie 点以上でのモル磁化率 χ は $\chi=\sum_r N_r \mu_B^2\ g^2 s_r(s_r+1)/\{k(T-\Theta)\}$ で与えられるので，Wolf はまず前者から Ni の原子あたり磁気モーメントが $0.6\mu_B$ であることを考慮して３重項と１重項の割合を３：７と求め，これを用いて χ の式から常磁性磁子数を（１重項では $s=0$，３重項では $s=1$ であることを考慮して）$\sqrt{0.3 g^2 s(s+1)}\mu_B=\sqrt{0.3\times 4\times 1\times 2}\ \mu_B=1.55\,\mu_B$（$=7.6\mu_W$，$\mu_W$：Weiss 磁子）と求め，測定値 $8\mu_W$ と比較した。こうして Wolf は混合モデルを採用することによって，Ni の飽和磁化値が Bohr 磁子の整数倍でないことおよび強磁性状態と常磁性状態における磁子数のくいちがいを説明したのであった。Fe に対しては自由原子の基底状態（$^5D(s^2d^6)$）と励起状態（$^3F(sd^7)$）との９：１の比での混合物をとることによって，Co に対しては基底状態（$^4F(s^2d^7)$）および励起状態（$^4F(sd^8)$）と励起状態（$^2F(s^2d^7)$）との４：６の比での混合物をとることによって，低温での飽和磁化ならびに常磁性磁化率（からえられる磁子数）がともによく説明できることが示された。

このような Wolf の説を Stoner [395]（1933）は Ni においてさえ ^3F 状態と ^1D 状態との波数差は3410でこれは約3000° の温度に相当する，なぜ低温で約70％もの原子が高エネルギー状態にあるか理解しがたいとしてしりぞけた。そのかわりに Stoner は，Bloch, Peierls, Brillouin, Wilson その他が展開した金属電子のバンド理論にもとづく議論を展開した。
Stoner は，Ni の場合，原子の基底状態は $^3Fd^8s^2$ であるが（このとき，８個の d 電子中６個は３つの対を，２個の s 電子は１つの対をつくり，２個の d 電子が不対電子である），金属 Ni においては原子のエネルギー・レベルがバンドに拡がり，n を単位体積あたりの原子数，q を自由原子における不対電子数，x を金属中の原子あたりの平行スピン数（原子あたりの磁気モーメント：$x\mu_B$）とするとき，そのエネルギー $E(nx)$ の x に依存する部分が

$$E(nx)=f_0\{\frac{n(q+x)}{2}\}+f_0\{\frac{n(q-x)}{2}\}-f_J(nx)$$

で与えられ，平衡状態は条件

$$\frac{dE(nx)}{dx}=0$$

で与えられるとした。$f_J(nx)$ は相互作用エネルギーの項であるが，Weiss の分子場理論に対応する1つの近似として Stoner は

$$f_J(nx) = \frac{zJ_0}{4n}(nx)^2$$

とおいた。ここで J_0 は相互作用エネルギー（$2J_0$ が平行および反平行状態にある電子対のエネルギー差）であり，z は相互作用に対する有効隣接数であるが，$\alpha n \bar{J}_0 = zJ_0$ であるような $\alpha\overline{J}_0$ を導入することによって

$$f_J(nx) = \frac{\alpha\overline{J}_0}{4}(nx)^2$$

なる表式がえられる。運動エネルギーをあらわす f_0 の表式は，相互作用のない自由電子に対しては

$$f_0(y) = \frac{3h^2}{40m}\left(\frac{6}{\pi}\right)^{2/3} y^{5/3}$$

であり，$x = 0$ に対する全エネルギーの表式は

$$E = \frac{3}{40}\frac{h^2}{m}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3}(nq)^{5/3} = E_0(nq)$$

で与えられるが，d バンドの巾は自由電子の巾よりずっと小さいので

$$E_{\mathrm{d}}(nq) = \gamma E_0(nq), \qquad \gamma < 1$$

とおく。これを用いてエネルギーに対する表式が

$$E(nx) = 2^{2/3}\gamma\left\{E_0\left(\frac{nq+nx}{2}\right) + E_0\left(\frac{nq-nx}{2}\right)\right\} - \frac{\alpha\overline{J}_0}{4}(nx)^2$$

と書け，この式から微分によって nx が決定される。上式の2つの項が近似的に γT_0（T_0 は縮退温度）と θ（Curie 温度）に比例することに Stoner は注意し，強磁性が

$$\gamma T_0 < O\frac{q}{x}\theta$$

の時にのみ起る（エネルギーが $x > 0$ で極小になる）と指摘している。また Stoner は，$q = 2$，$x = 0.6$ に対応する平衡状態をあらわすダイヤグラムを $n = 10$ として例示した(第16図)。数年後に結実する Stoner モデルの萌芽（というよりはも少し進んだ双葉とでもいうべきもの）がこの1933年の論文にはっきり姿をあらわしている。

Wolf や Stoner のこれらの論文が示すように，強磁性金属の原子モーメントが Bohr 磁子

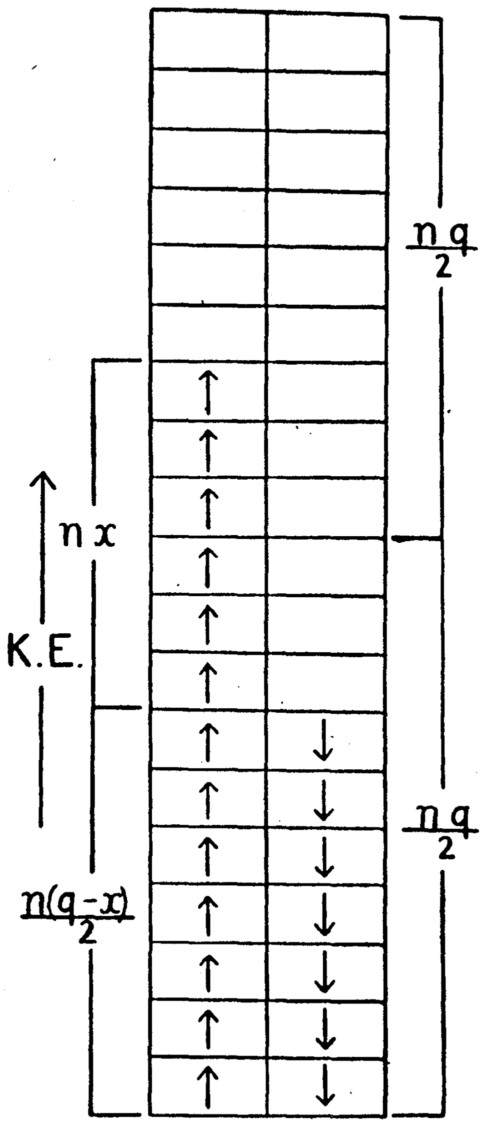


Diagram representing equilibrium state for $n=10$, $q=2$, $x=0{\cdot}6$.

第16図　非整数原子モーメントを与える平衡状態
Stoner（文献395）による。図の一番上にもう1つずつ□を描き足しておかねばならない。

の整数倍でないことは理論的に解明さるべき強磁性の重要問題のひとつだったのであり，広根が本多の（大久保を通じての，あるいは直接の）影響からまだ完全には自由でなく，Heisenberg 理論による本多の elementary complex の概念の基礎づけを志向していたとはいえ，まずこの問題に着目した広根の問題意識は，国際的にも通用するものであり，ヨーロッパにおける問題意識と共通のものであった。

広根は，基底状態の一原子中の有効電子数が y であるような場合に広根一彦坂理論を拡張した（広根一彦坂理論は $y=1$ の場合に相当）。Ni では基底状態が ^3F 状態であるから $y=2$ ととる。こうして広根一彦坂理論と全く同様の計算を遂行し，最終的に (H. H. 17. 1) 式に対応する式として

$$\sigma = \sigma_S - \frac{kT}{2n\mu_B}\frac{1}{H} + \left(\frac{dt_0}{dH}\right)_{H=0} H$$

を得る。ここで$(dt_0/dH)_{H=0}$が大変小さいので，磁化曲線はあたかもσ_Sが飽和値であるかの如くである。飽和値σ_Sの温度変化は，項体系における項のエネルギー分布によって決まるパラメーターp，qに依存する。広根は積pqが全スピンの大きさにも温度にもよらない場合のσ_S-T/Θ曲線(Θ：critical temperature)を$pq=4170, 4019, 3321, 3045, 2581$の場合に与えた。0Kでの$\sigma_S$の値を図から読みとってみると，順に0.6，1.0，1.4，1.6，1.83 μ_Bである。パラメーターpqの値を適当にえらべば，Bohr磁子の整数倍でない飽和磁化がえられるわけである。広根はこれらの曲線とNiにおける実験の曲線とを比べることによって，積pqの値が温度変化する ── 0Kでの4170からΘでの2581まで ── と結論する。つづいて広根は，Weissの分子場理論によればすべての強磁性体のσ_S-T曲線について対応状態の法則が成立つはずだが実際はそうではない，広根のこの理論ではp，qはどちらも原子の構造と集合の状態を特徴づけるものであり，異った物質に対してはp，qは異った値をもつが，σ_S-T曲線の形はp，qに依存するから物質によって異ることになり，対応状態の法則は成立たないのだと強調している。

Weissが分子磁石ないし原子磁石から磁気モーメントの担い手ということ以外の物理的実体を捨象し，そのことによって物質の個別性を捨象して強磁性理論を作りあげ，磁化－温度曲線における対応状態の法則を導いたのとは対蹠的に，本多の流れを汲む広根は，物質の個性を捨象しないような磁性理論の構築をここでは意図していたものと思われる。物質の個性は項体系における項のエネルギー分布の特性として，即ち，パラメーターpqの値（とそれの温度変化）として理論の中にとりいれられた。しかし，このpqの値は実験事実に合うように選ばれるものではあったが，当該物質の構造から導き出されるものとはなっていなかった。

ついで広根は，磁場をかけたときのelementary complexの磁気モーメントの増大を論ずる。広根は，さきに得た式の示す場を非常に強くしたとき磁化はσ_Sを超えて磁場にlinearにゆっくり増大してゆくとの結論は，Weiss-Forrerの強磁場中でのNiの磁化の実験結果[396]と一致するとし，(H．H．16．1)に対応するt_0の表式からdt_0/dHに対する表式を得て，Niに対して各温度での$(dt_0/dH)_{H=0}$の値をさきに得たpqの値を用いて計算し，また磁化を各温度で種々の磁場に対して計算して，ともにWeiss-Forrerの実験とよく合う結果を得たとした。

さらに広根は強磁性体の比熱の異常をも論ずる。比熱は広根－彦坂論文では扱われていなかった。広根はまず，室温以上での強磁性体の比熱の振舞いを，Fe，Co，Niについて海野三朗の実験[397]，その他[398]を引用しつつ，比熱は温度上昇とともにはじめゆっくりと，それから

だんだんより急に増大して行って臨界点直下で極大に達し（下線は勝木による），ついで臨界点での極小を経たのちに再び徐々に増大する，と要約した。そして広根は，Weissはこの比熱の異常な変化をかれの分子場の理論で説明したが，本多教授[399]は分子場の ideaが実験事実とは合わない（下線は勝木）ことをすでに指摘している，と本多の見解を Weiss理論では比熱の異常が説明できないとの文脈で肯定的に引用しつつ付言している。これから明らかなように，この時期の広根はこの論文で見る限り本多の Weiss 批判の見地に立っていた。広根は異常比熱の Heisenberg 理論による説明を次のように定式化する。すなわち，低温では大きな合成スピン・モーメントをもった相互作用エネルギーの小さな elementary complex が支配的であるが，温度上昇にともなって小さな合成スピン・モーメントをもった相互作用エネルギーの大きな elementary complex が徐々に支配的になり，臨界点以上で complex の相互作用エネルギーは極大に達して常磁性になる。こうして磁気変態は広い温度範囲にわたる吸熱反応であり，その間相互作用エネルギーは徐々に増大して比熱の異常な増大をもたらすのである，と。そして，それの計算値は実験と一致しないが，pq の関数形で特徴づけられる，物質に特性的な（下線は勝木）エネルギー分布の形を考えることによって不一致は取り除かれると広根は述べて，平衡状態における全相互作用エネルギーの表式を与え，それから若干の近似ののちに磁気比熱に対する表式

$$C_{\mathrm{mag}} = -\frac{R\Theta}{F}\frac{1}{n^2}\,s_0\frac{d s_0}{dT}$$

を導いた。ここで Θ は臨界温度，R は定数，F は

$$\Theta = \frac{z J_0}{2k}\left\{ y - \frac{2}{\sqrt{3}}\left(\frac{pq}{\sqrt{nz}}\right)_{t=0} \right\} = \frac{z J_0}{2k}F$$

で定義され，項体系における項の分布の形に依存する１の程度の大きさの物質定数である。広根は，C_{mag} の極大値が実験値と一致するように F をとり，その上で温度変化による比熱の変化を実験値と比べて，満足すべき一致を得たとした。

この論文の末尾で広根は，本多，山田光雄および彦坂に謝辞を呈している。

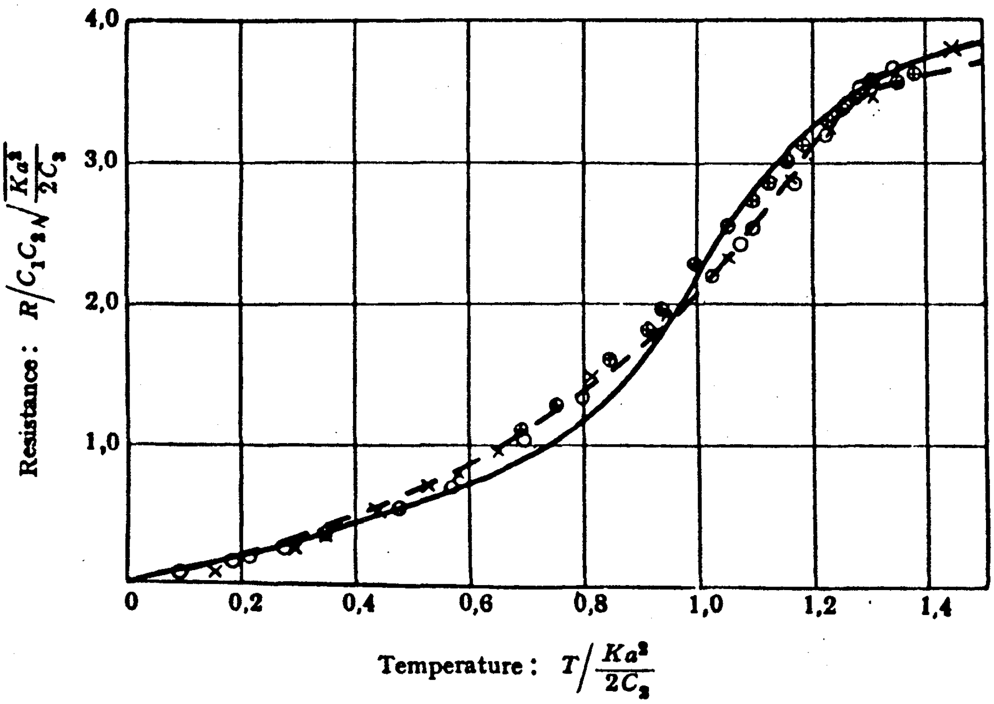
以上にのべたことから分るように，1934年のこの論文の段階では，広根は本多の Weiss批判に同調しつつ本多の立場に立ち，Heisenberg 理論による本多の elementary complex の概念の量子力学的基礎づけを意図していた。Heisenberg 理論は分子場を量子力学的に基礎づけたとはいえ，直ちにそのまま Weiss 理論と結びつくものではなく，Heisenberg 理論が Weiss 理論と結びつくためには，たとえば Stoner[272]がおこなったような〝一体化近似〟が必要であった。[400] 広根－彦坂論文において Stoner の〝一体化近似〟をしりぞける立場から

出発した広根[401]が，Heisenberg 理論に立脚しつつ Weiss 批判の立場に立ったことは，決して自己撞着ではなく，むしろ当然のこと・首尾一貫したことであった。

さて，広根の〝自由な仕事〟の第3論文[389]（広根の論文としては少くとも第6論文）に目を移そう。それは，強磁性体の磁気変態点近傍での電気抵抗の異常を論じたものであった。広根は松山芳治[402]による実験を「強磁性体の電気抵抗は磁気変態点以上の温度では通常の金属の如く温度の下降とともに直線的に減少するが，変態点以下ではその減少率は俄に増大し，曲線は温度軸に対して凸形を保ちつつ減少して絶対零度に於て零となる」と要約し，これを説明するために「本多・大久保両教授[403]が開発された強磁性体論に於ける分子磁石の回転振動を考慮して電気伝導の計算を行った」もので，この方法によっても[404]強磁性体の抵抗の異常変化がよく説明できることを示したものであった（引用部分は文献389の1頁より）。広根は電気伝導度の式 $\sigma = e^2 nl/2mu$ から，C_1 を物質に固有の定数として，温度 T における抵抗 R を $R = C_1\sqrt{T}/l$ とあらわし，平均自由行路 l について，本多一大久保の強磁性の分子理論を念頭におきつつ，「単位複素体内に於ける分子磁石はその磁気的相互作用によって平衡の位置を中心として回転振動をなし，その振幅は温度の上昇と共に次第に増大し磁気変態点を越えるに至って連続回転に変化する。分子磁石の振動によって占有される空間に向って進入する伝導電子は磁石を構成する軌道電子に衝突する故に，衝突瀕度は振幅 2φ と共に増加し，従ってその平均自由行路は 2φ と共に減少する」として，l と 2φ とを関係式

$$l = \frac{1}{2C_2\varphi}$$

によって結びつける。さらに，強磁性体中の分子磁石の振幅の分布を，分子磁石のモーメントが主軸方向を通過するときの角速度が平均値のまわりにガウス分布すると仮定することによって，理論にとり入れ，分布を特徴づけるパラメーター γ がすべての強磁性体に共通の値をもつと仮定して（下線は勝木），電気抵抗に比例する量と温度に比例する量との関係を導き出した。この結果を広根は松山の Fe，Co，Ni に対する実験結果[402]と比較したが，そのさい測定値は，理論曲線と磁気変態点において互いに一致するように，尺度変換された。計算結果と実験結果はよく一致した（第17図）。ここでは広根の以前の論文とはちがって，物質の個性は電気抵抗や温度の〝規格化〟の因子の中に吸収されてしまっており，対応状態の法則が前面におし出されている。広根自身「γ を強磁性体に通ずる普遍常数とすれば，抵抗及び温度の関係……式は物質の特性に無関係で総ての強磁性体に適用せらるる式となる。換言すれば強磁性体の抵抗と温度との間には対応状態の式…が成立する事になるが，図から明かな如く此結論は松山博士の実験によって実証せられてゐる」と結論している。広根はこの論文においても依然として本



第17図　強磁性体の電気抵抗
実線：広根による計算
破線：綱島による計算
実験値　○：鉄，×：Ni，⊕：Co
（いずれも松山による）

多一大久保理論の立場に立っている。しかし，対応状態の法則の成立の承認（磁化一温度曲線に対してではなく，電気抵抗一温度曲線に対してであるけれども）という面では，広根はこのとき Weiss に一歩あゆみよったのであった。

広根はこの論文の末尾で懇篤な指導を本多に感謝している。英文版[390]では謝辞の中に，本多の親切な指導のもとでこの計算が遂行されたと書いてある。この論文が『日本物理学輯報』に２度抄録されていることについては既に述べた。[409]

広根の〝自由な仕事〞の第４論文[386,387]（広根の論文としては少くとも第15論文。〝自由な仕事〞の第３論文[389,390]とこの第４論文との間に，広根は鋼塊中の白点の形成や鋼塊中の内部応力・内部歪に関する精力的な研究をおこなっている）は，Ni と Ni を主成分とする合金の磁性を論じたものであるが，広根がこれまでの広根一彦坂以来の広根流のやり方で議論を出発させつつ，途中の段階できわめて微妙な，飛躍とも見られるべき立場の移行を見せている点で，この論文はきわめて興味深いものである。広根一彦坂論文[215]が Heisenberg の強磁性理論の論文[231]に依拠して議論を展開したように，広根はここでは Bloch の自由電子の強磁性の論文[282]

に依拠しつつ，Slater のNi の強磁性の論文[378)]をも参考にしながら，まず広根一彦坂流に議論を展開する。広根はまずNi の中の電子の波動関数としてBloch 型のもの，$\psi_{\boldsymbol{k}}=U_{\boldsymbol{k}}\exp(i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})$ を考え，エネルギーの低い方からエネルギー・レベルに番号をつけて，1からdまでのd個のレベル（軌道状態）が2重に，$d+1$から$d+2n$までの$2n$個のレベル（軌道状態）が1重に占められているとした。全電子数を$2N$とすれば

$$2N=2d+2n \qquad (\mathrm{Hi}.2)^{410)}$$

である。さて，系のスピン量子数がsであるような項体系〝s〟に属する項の数$f(s)$は

$$f(s)=\binom{2n}{n+s}\frac{2s+1}{n+s+1} \qquad (\mathrm{Hi}.3)$$

であり，平均エネルギー$\overline{E}(s, m)$は

$$\overline{E}(s, m)=W(n)-2\sum_{\mathrm{rd,sd}}J_{\mathrm{rs}}-\sum_{\mathrm{rd,se}}J_{\mathrm{rs}}$$
$$-\frac{n^2+s^2}{2n^2}\sum_{\mathrm{re,se}}J_{\mathrm{rs}}+2m\mu_{\mathrm{B}}H \qquad (\mathrm{Hi}.4)$$

で与えられる。ここで$W(n)=2\sum_{j=1}^{d}E_j+\sum_{i=d+1}^{d+2n}E_j$ は電子の運動エネルギーであり，m, Hは系の磁気量子数および磁場で（系の磁化を$M=-m\mu_{\mathrm{B}}$ととってある），J_{rs}は軌道状態rおよびsにある電子間の交換積分である。和記号の下の rd，se等はそれぞれ2重に占められた軌道状態r，1重に占められた軌道状態s等をあらわし，和はそれらの軌道状態r，sの対に関してのものである。第4項の和記号の前に因子$(n^2+s^2)/2n^2$があらわれたのは次の事情による。1重に占められた軌道状態の対は${}_{2n}C_2=2n(2n-1)/2$通りある。系のスピン量子数がsで磁気量子数mがsにひとしい状態を考えると，1重に占められた$2n$個の軌道状態のうち，$(n+s)$個が上向きスピンの電子に，$(n-s)$個が下向きスピンの電子に占められている。したがって${}_{2n}C_2$個の対のうち，交換エネルギーに寄与する対の数は${}_{n+s}C_2+{}_{n-s}C_2=n^2+s^2-n$である。これと${}_{2n}C_2$との比を，$n, s\gg 1$の条件下でとれば，因子$(n^2+s^2)/2n^2$が出てくる。広根は，Slater の論文[378)]の中にある，原子内での3d電子対の平均交換積分をJとするときJ_{rs}は系の全原子数をνとして$J_{\mathrm{rs}}\simeq J/\nu$とみなせるとの見解に従い，(Hi．4)式中の和を，$d=N-n\gg 1$，$n\gg 1$の条件のもとで

$$\sum_{\mathrm{rd,sd}}J_{\mathrm{rs}}=J(N-n)^2/2\nu$$

$$\sum_{\mathrm{rd,se}} J_{\mathrm{rs}} = J(N-n)2n/\nu$$

$$\sum_{\mathrm{re,se}} J_{\mathrm{rs}} = J(2n)^2/\nu$$

で与え，平均エネルギ$\overline{E}(s, m)$を，s，m，n，Hに依らない項は別にして

$$\overline{E}(s, m) = W(n) - Js^2/\nu + 2m\mu_{\mathrm{B}}H \qquad (\mathrm{Hi}.9)$$

と与えた。これから状態和Sが

$$\begin{aligned} S &= \sum_n \sum_{s=0}^{n} \sum_{m=-s}^{s} f(s)\exp\{2\alpha m + \beta s^2/\nu - W(n)/kT\} \\ &= \frac{1}{\sinh\alpha} \sum_{n,s} \sinh(2\alpha s + \alpha) f(s) \exp\{\frac{\beta s^2}{\nu} - \frac{W(n)}{kT}\} \end{aligned} \qquad (\mathrm{Hi}.10)$$

と求まる。ここで$\alpha = \mu_{\mathrm{B}}H/kT$，$\beta = J/kT$である。これから磁場方向の平均磁気モーメント$\overline{m}$が

$$\overline{m} = \frac{\partial}{\partial\alpha}\log S$$

$$= \frac{\sum_{n,s}(2s+1)\cosh(2\alpha s+\alpha)f(s)\exp\{\beta s^2/\nu - W(n)/kT\}}{\sum \sinh(2\alpha s+\alpha)f(s)\exp\{\beta s^2/\nu - W(n)/kT\}} - \coth\alpha \qquad (\mathrm{Hi}.11)$$

と求まる。[411] 広根は(Hi．11)式のすぐあとで，邦文報告[386]では，状態和(Hi．10)へはある特定のn_0，s_0の項が著しい極大の寄与をするから，「$\overline{m}$の計算は近似的にs_0の最確値を求める事に帰着する」とのべ，英文報告[387]では，状態実現の確率はパラメーターのある値で非常に鋭い極大をもつから「平均磁気モーメントはmの最確値と同定され得る」とのべている。[412] さらに，s，$m \gg 1$であるから，αがきわめて小さい場合を除いて，双曲線関数(正弦･余弦)は指数関数で近似し，$\coth\alpha$は$\coth\alpha \ll m$だから無視することによって(Hi．11)を簡単化し，$\overline{m}$として

$$\overline{m} = \sum_{s,n} 2s e^y / \sum_{s,n} e^y \qquad (\mathrm{Hi}.14)$$

を広根は得た。ここでyは

$$y = 2\alpha s + 2n\log 2n - (n-s)\log(n-s)$$

$$-(n+s)\log(n+s)+\beta s^2/\nu-W(n)/kT \tag{Hi.15}$$

である。これから，まず n を固定しておいてそのときの s の最確値 s_0' のみたす式を

$$\left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)_{s=s_0'}=2\alpha+\frac{2\beta s_0'}{\nu}+\log\frac{n-s_0'}{n+s_0'}=0 \tag{Hi.16}$$

から

$$\frac{s_0'}{n}=\tanh\left(\alpha+\frac{J s_0'}{\nu kT}\right) \tag{Hi.17}$$

をもとめ，つぎに $\exp\{y(s_0'(n))\}$ を n の関数として最大にする n_0 を求める。 そのために，まず

$$\left(\frac{dy}{dn}\right)_{s=s_0'}=\left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)_{s=s_0'}\frac{ds_0'}{dn}+\left(\frac{\partial y}{\partial n}\right)_{s=s_0'}$$

を計算するが，右辺第1項は(Hi．16)から0であるから

$$\left(\frac{dy}{dn}\right)_{s=s_0'}=2\log 2n-\log(n^2-s_0'^2)-\frac{1}{kT}\frac{dW}{dn}$$

となる。(Hi．17)より $n^2>s_0'^2$ であるから， $\log(n^2-s_0'^2)=2\log n+\log(1-s_0'^2/n^2)$ の第2項を $s_0'^2/n^2$ の巾級数に展開して，結局

$$\left(\frac{dy}{dn}\right)_{s=s_0'}=2\log 2+\left(\frac{s_0'^2}{n^2}+\cdots\right)-\frac{1}{kT}\frac{dW}{dn} \tag{Hi.21}$$

を得る。この式の計算のためには $W(n)$ を知らねばならないが，それは3dバンドの状態密度が分ればわかる。広根は Slater[378]がNi の強磁性を論ずるのに用いた状態密度 $F(E)$ を用い，磁化していないときのNi のフェルミ面 $(E=\zeta_0)$ 近傍のそれを

$$F(E)=\nu b\sqrt{E_0-E} \tag{Hi.22}$$

と近似した。ここで E_0 は3dバンドの最高のエネルギー・レベルであり， 原子あたりの 3d hole 数を 2τ とすれば $E_0\geqq E>\zeta_0$ なる $\nu\tau$ 個3dレベルが空っぽである。 2重に占められた ζ_0 より低いレベルのうち， ζ_0 に近い n 個のレベルからそれぞれ電子を1つずつとり出して，これを ζ_0 より高い空っぽのレベルのうち ζ_0 に近い n 個のレベルにそれぞれ1つずつ配置する。このことによってエネルギー E_1 から E_2 までの $2n$ 個のレベルが1重に占められることになったとすれば

$$n=\frac{1}{2}\int_{E_1}^{\zeta_0}F(E)\,dE=\frac{1}{2}\int_{\zeta_0}^{E_2}F(E)\,dE \tag{Hi．23}$$

なる関係が成立つ。($F(E)$ は1つの軌道状態を，２電子収容可能であることを考慮して，２重に数えることにしたときの状態密度である。)(Hi．22)を(Hi．23)に入れれば

$$(E_0-E_1)^{3/2}=(E_0-\zeta_0)^{3/2}+3n/\nu b$$

$$(E_0-E_2)^{3/2}=(E_0-\zeta_0)^{3/2}-3n/\nu b$$

が得られ，エネルギー $W(n)$ は低いレベルから高いレベルへ n 個の電子を移すエネルギーとして

$$W(n)=\frac{1}{2}\int^{E_1}F(E)E\,dE+\frac{1}{2}\int^{E_2}F(E)E\,dE-\int^{\zeta_0}F(E)E\,dE$$

で与えられるが，$F(E)$ の表式および E_1，E_2 の値を入れて

$$W(n)=\frac{2n^2}{\nu b\sqrt{E_0-\zeta_0}}+\cdots \tag{Hi．27}$$

が得られる。状態密度の形をきめる因子 b は

$$2\nu\tau=\int_{\zeta_0}^{E_0}F(E)\,dE=\frac{2b\nu(E_0-\zeta_0)^{3/2}}{3}$$

から決められるが，Slater[378)]の状態密度では $2\tau\approx0.6$，$E_0-\zeta_0\approx0.01\mathrm{Ry}$ であるので

$$b=0.9\times10^{19}\ \mathrm{erg}^{-3/2}$$

と評価され，これから(Hi．21)は(Hi．27)を代入して

$$\left(\frac{dy}{dn}\right)_{s=s'_0}=2\log2+\left(\frac{s_0'^2}{n_0^2}+\cdots\right)-\frac{n}{kT\nu}\cdot0.96\cdot10^{-12} \tag{Hi．30}$$

となる。十分な高温($T>1500\mathrm{K}$)では，正の寄与をする第2項を無視しても，n のすべての値($0\leqq n\leqq0.3\nu$)に対して(dy/dn)>0 となるから，n_0 は n の最大値 $\nu\tau$ をとる。すなわち，3dバンドの最高レベル E_0 直下の $2\nu\tau$ 個のレベルがすべて1重に占められることになる。(Hi．17)の n に n_0 すなわち $\nu\tau$ を代入することによって，広根は

$$\bar{m}=\nu\tau\tanh\left\{\frac{\mu_{\mathrm{B}}H}{kT}+\frac{J\bar{m}}{\nu kT}\right\} \tag{Hi．31}$$

を得，さらに1モルの物質を考えることにして系の原子数 ν を Loschmidt 数 L でおきかえて

$$2\overline{m}\mu_B = M_S = M_\infty \tanh\{\frac{\mu_B H}{kT} + \frac{M_S\,\theta}{M_\infty T}\}\ , \tag{Hi . 32 a}$$

ただし

$$M_\infty = 2\mu_B L\tau\ , \tag{Hi . 32 b}$$

$$\theta = J\tau/k \tag{Hi . 32 c}$$

を得た。広根は (Hi . 32 a) から磁化の reduced technical saturation value M_S/M_∞ と reduced temperature T/θ との関係をもとめてこれを図示しているが，その場合も 10^4 Oe の magnetizing field をかけたものとして計算している。広根は「 $\alpha(=\mu_B H/kT)$ の値がきわめて小さい場合は除いて」近似をすすめたから，$H=0$ として Weiss 的な意味での〝自発磁化〃を論ずるわけには行かないのである。しかし，(Hi . 32 a) 式は，$H=0$ とおけば，Weiss 的な意味での〝自発磁化〃を与える式にもなっている。広根は Slater[378)]が Ni の原子スペクトルから評価した $J \approx 9\times 10^{-13}$ erg を用いて $\theta = 2000$K と求め，これとNi の Curie 温度 630K との不一致が大きすぎることを J の値の評価の不完全さおよび計算に用いた 3 d バンドの状態密度の形の不完全さによるものであろうとしている。また $T < 1500\mathrm{K} \approx 0.75\,\theta$ においても，M_S/M_∞ の計算結果の示すところによれば $M_S/M_\infty\ (\sim s_0/n)$ が大きく，(Hi . 21) の第 2 項による項の寄与が大きくて，$(dy/dn)_{s=s_0'} > 0$ であり，したがって $n_0 = \nu\tau$ であるから関係 (Hi . 32 a) は 1500K 以下においても成立つ，としている。広根はさらに Curie 点以上での Ni の常磁性を考察する。この場合 $J/kT \lesssim 1$，$\overline{m}/\nu \ll 1$，$\mu_B H/kT \ll 1$ であるから (Hi . 31) の双曲線正接関数をその引数でおきかえることによって，モル磁化率 χ_m を

$$\chi_m = c/(T-\theta) \tag{Hi . 35 a}$$

と得た。ここで

$$c = 2\mu_B^2 L\tau/k \tag{Hi . 35 b}$$

である。$\tau = 0.3$ を (Hi . 32b) および (Hi . 35b) に代入して $M_\infty = 3400$，$c = 0.22$ を得，これを実験値 $M_\infty = 3370$，$c = 0.332$ と比較して，広根は両者をよく一致しているとした。

さらに少量の元素を Ni に加えたときの M_∞，c，θ の変化を広根は考察する。(Hi . 32b)，(Hi . 32 c)，(Hi . 35 b) によれば M_∞，θ，c は τ に比例する。添加元素の最外殻電子数を p とし，添加元素の原子濃度を x とする。これらの合金でも 4 s バンドにある電子数を Ni の場合と同様，原子あたり 0.6 個であると仮定すれば $2\tau = 0.6 - px$ であり，これから

$$M_\infty=\mu_B L(0.6-px)\ ,$$
$$c=\mu_B^2 L(0.6-px)/k\ ,$$
$$\theta=J(0.6-px)/2k$$

が得られ，添加元素 x による M_∞，c，θ の変化の割合として

$$dM_\infty/dx=-L\mu_B p$$
$$dc/dx=-\mu_B^2 Lp/k$$
$$d\theta/dx=-Jp/2k$$

が得られる。広根は添加元素がCu ($p=1$)，Zn ($p=2$)，Al ($p=3$)，Sn ($p=4$)，Ti ($p=4$)，Si ($p=4$)，Sb ($p=5$)，V ($p=5$)，Mo ($p=6$)，W ($p=6$) であるような合金の各々について，M_∞，c，θ の添加元素濃度 x に対する直線関係が実験的に成立っていることを示し，また，横軸に p をとり縦軸に dM_∞/dx，dc/dx，$d\theta/dx$ の実験値をとって plot し， これらがそれぞれ原点を通る直線上にほぼのっていることを示した。広根の理論は Ni 合金のこのような磁性をみごとに説明しえたのである。

広根のこの論文は，前半の議論のすすめ方がわれわれにはややなじみにくいのにひきかえ，(Hi．31)式を得てからのちの議論は現在のわれわれからみてはるかに分りやすくすすめられている。注意深い読者は (Hi．17) の n に n_0 すなわち $\nu\tau$ を代入することによっては (Hi．31)式は得られないことに気付いておられるであろう。こうやって得られるのは

$$s_0=\nu\tau\tanh\left(\frac{\mu_B H}{kT}+\frac{Js_0}{\nu kT}\right)$$

という式である。広根は説明ぬきでこの s_0 を $\overline{m}$ とかきかえて (Hi．31)式とした。Heisenberg[231]が状態和の計算のとき手品をつかって s についての和を m についての和にすりかえた[413]のと似ているように私には思える。Heisenberg の手品同様， これは一種の幻術である。そして，(Hi．32a) の形にするときには暗黙裡に $\overline{m}$ を m の最確値とみなし，$M_S=2\overline{m}\mu_B$ とおいた。広根－彦坂以来の広根流に忠実にやるならば，(Hi．17) の n に $n_0(=\nu\tau)$ を代入してまず s_0 を求め，それから (Hi．14) または (Hi．11) の和の中で $n=n_0$，$s=s_0$ の項だけをのこして $\overline{m}$ を求めるべきだったのである。このようにすれば (Hi．14)式からは $\overline{m}=2s_0$ が得られるはずである。もし広根がこういうやり方で (Hi．17) と (Hi．14) とから (Hi．31) を求めたのだったとしたら，その途中の段階で $\overline{m}=2s_0$ であることに気付き，m の最確値を $\overline{m}$ と書きたいのであったら (Hi．11) や (Hi．14) の表式をそれに合うように訂正し

たであろう。また(Hi．4)や(Hi．9) では磁化の方向とmの方向とを互いに逆にとっているが，そうしたのなら(Hi．10)の第2式の指数関数の指数第1項は$2\alpha m$でなく$-2\alpha m$でなくてはならない。この論文の邦文版[386)]と英文版[387)]とはほとんど全く同内容であり，それぞれに若干の小さな誤まりがあるが，双方を綿密に比較することによって，植字段階における誤植なのかもともと原稿にあった誤まりなのかを推定することができる。いま私が問題にした式(Hi 32a，31, 17, 14, 11, 10, 9, 4)は両者共通に同じ式が書かれており((32a)および(17) 中にある邦文版の誤植は英文版では正されている)，私の指摘した矛盾が文撰工のミスによるものではないことを示している。

この論文の前半部分と後半部分との間に上に指摘したような若干の不整合が存在することからの私の推理は以下の通りである。

広根は，これまでの広根－彦坂以来の広根流で(Hi．17)式まで(あるいは(Hi．30)式まで)を導き出した。一方，これまでの広根流の延長上にはない考え方，すなわちmの最確値をs_0と同定する考え方が，広根流の考えに接木された。広根は邦文版では「$\overline{m}$ の計算は近似的にs_0[414)]の最確値を求める事に帰着する」と書いており，英文版では「平均磁気モーメントはmの最確値と同定され得る」と書いている。その接木された考え方に従って広根は(Hi．17)のs_0を$\overline{m}$と書きかえて(Hi．31)を得た。ここでs_0を書きかえた$\overline{m}$と，前半で導入しておいた$\overline{m}$との間には，実は符号および因子2だけのくいちがいがあったのだが，広根はそれに気付かず(このことは，広根が(Hi．14)を$\overline{m}$を求めるためには用いなかったことを示している)，後半での議論をもっぱらs_0にひとしいとおいたmの最確値とした$\overline{m}$を用いて展開した。

では，本来の広根流に接木された，$\overline{m}$をs_0にひとしいとみなす考え方は，何によってもたらされたのか。

広根はこの論文の末尾に本多への感謝に加えて，「種種有益なる御教示を与へられた宮原将平氏に」"various theoretical discussions and suggestions" を感謝している。茅誠司門下の宮原が北海道大学理学部物理学科を卒業して金研に着任したのは1937年4月のことである。[415)] 宮原を媒介としての茅の影響というのが，私の仮説的推定である。

次回は，茅の足取りを辿ることから始めたい。(未完)

(付記)　この報告をも含めて，これまで本誌上に発表してきた「聞書きにもとづく物性物理学史(1)曾禰武の歩み上・中・下」(**29** No.1，No.5，**30** No.1)，「(2) 広根・彦坂は異端の芽か？」(**29** No.3)，「(3) 本多の磁気理論と，わが国における Weiss理論の受容の過程Ⅰ～Ⅵ(未完)」(**31** No.1，No.5，**33** No.1，**35** No.1，**36** No.6，**38** No.4)は，文部省科学研究費補助金(1976年度および1979年度一般研究D，1981～83年度一般研究C)の交付をうけて

行なわれた，ないし行なわれつつある，研究にもとづくものである。

註ならびに文献

327）この一文は『物性研究』**31** No.1（1978年10月），No.5（1979年2月），**33** No.1（1979年10月），**35** No.1（1980年10月），**36** No.6（1981年9月）所載の第Ⅰ～Ⅴ部のつづきである。

328）この論文の発信の日付は1929年7月となっており，論文の中にはこの研究を「去年の始め以来」やってきたとの文章がある（411頁1～2行）。この研究を始めた1928年というのは広根が大学を卒業した年である。おそらくこの論文は大久保の指導下で広根がやった実験にもとづいて，本多と大久保が論文にまとめたのであろう。広根は1929年4月から1930年3月まで病気療養しており，この論文の発信された1929年7月には広根はちょうど病気療養中であった。広根は1976年10月に山形大学で勝木らのインタビューにこたえて，広根は本多とは1931年9月に広根が理研本多研究室に助手として移るまでは全然関係がなかった，と語っている。実はそれ以前にこの本多との共著論文があるのだが，広根には同じ論文にただ名を連ねたというだけでは本多と関係があったとは実感できなかったのであろうか。なお拙論Ⅴ註222をも参照のこと。

329）これはごく大雑把には外部磁場を異方性磁場でわったものに相当する，もっとも本多－大久保理論の独特の考え方があるので，単純にこのようには言い切れないが。

330）拙論Ⅱ，註76および註89参照。

331）本多の考えている臨界点は自発磁化の消失する温度ではない。本多はそもそも自発磁化（$H=0$ のとき $M\neq 0$）をみとめなかった。磁場をかけたときあらわれる磁化は Curie 点では消失せず，Curie 点以上まで尾をひいている。本多はこの尾が消える温度を臨界温度と考えた。そのため本多の臨界温度は Curie 点より10°～30° 高くなっているのである。

332）小量の炭素を含む鋼を高温から冷やしてくると，炭素を固溶した γ 相から α 相とセメンタイト（Fe_3C）の共存する状態への共析変態が726°C でおこる。この変態を A_1 変態という。これは炭素の状態変化（いわゆる「硬化炭素」の状態から「結合炭素」の状態への）の関与した変態であって純鉄では起きない。鉄の Curie 温度は768°C で，A_1 変態の温度に近い。[333)]

333）この註は，浜住松二郎『輓近鉄鋼及特殊鋼』（内田老鶴圃，1944）pp. 16～17；児玉晋匡『鋼の組織と其処理法』(岩波書店，1926) p. 99および p. 105，を参照して書いた。M. Hansen "Constitution of Binary Alloys" (2 nd ed. Mac Graw-Hill, 1958)では

A_1 変態点が723°C(p. 354)，鉄の Curie 点が769°C(p. 665) となっており，"Metals Handbook vol. 8 — Metallography, Structures and Phase Diagrams" (8 th ed., American Soc. for Metals, 1973) では A_1 変態点が727°C， 鉄の Curie 点が770°C となっている。

334) 本多の引用した Chevenard の論文[335]を私はまだ見ていないが， 鉄の熱膨張の温度的ふるまいはいささか複雑である。Nix と MacNair [336]は鉄の線膨張を91.5K から957.8K まで (Curie 温度は1043K) 測定しているが，その線膨張係数は，Debye 温度を420K としてえられるGrüneisenの関係式から期待される振舞いに比べて，それに重ねて200K~960 K の範囲でなだらかなこぶをもっていて，その極大が800K 近傍にあると述べており，Gersdorf [337]は，Curie 点を含む1000 ~ 1180K の間で信頼できるのは格子定数のX線による測定[338]だけであって， 膨張の直接測定の結果はしばしば小さすぎると述べている。Gersdorf が先人の測定をまとめた図では，膨張係数は400K から Curie 点以下数十度の所までにわたる，800K 近傍に極大をもつこぶにつづいて，Curie 点の近で鋭いおちこみがみられる。このおちこみは Basinski のX線による測定[338]に基くものであるが，Gersdorf は Basinski の測定から h_0 ($=\omega_s/3$) を 2.6×10^{-4}，したがって $\omega_s=7.8\times10^{-4}$ と評価した。この値と本多のひいた Chevenard による値 5×10^{-4} とはかなりよく一致している。

335) P. Chevenard, Rev. de Métallurgie, **22** 357 (1925). (孫引き)

336) F.C. Nix, D. MacNair, "The Thermal Expansion of Pure Metals : Copper, Gold, Aluminum, Nickel, and Iron" Phys. Rev. **60** 597-605 (1941).

337) R. Gersdorf "On Magnetostriction of Single Crystals of Iron and Some Dilute Iron Alloys" (Thesis, Amsterdam, 1961) 111頁の脚註，110頁の第29図および94頁の第23図と第7表を参照。

338) Z.S. Basinski et al., Proc. Roy. Soc. A**229** 459 (1955). 私はこの論文を見ていない。文献337による孫引き。

339) 本多光太郎の『磁性体に関する学説』は『岩波講座　物理学及び化学』中の1冊として (第21回配本，物理学第13回) 1931年2月10日に発行された。 本多の序文の日付は「昭和6年1月25日」となっている。

340) 1976年10月5日の山形大学でのわれわれのインタビューにこたえて広根は「それ (1929年の Heisenberg と Dirac の講演会) に行ったような気がする。記憶がちょっとはっきりしないが」[341]と述べた。しかし，この講演の2年後に Heisenberg の強磁性理論に関係する論文を発表する広根が，有山兼孝や武藤俊之助が強烈な印象を受けたのと対照的に，

この程度のあいまいな記憶しかないことは，ちょうど1929年9月が広根の病気療養中の時期に当っていることでもあり，実は広根はこの講演会には出席していないのではないか,[343] との疑問をもった勝木の再度のインタビュー(1978年4月3日，仙台，広根邸)にこたえて，勝木の上述の疑問に対して広根は「'29年の9月だと，ぼくはHeisenbergの来た時には行かなかったかも知れませんね」と述べた。[344] 勝木は，Heisenberg と Dirac の講演会に広根は出席しなかった，という判断に傾いている。

341) 「物性研究史聞書きノート」勝木－Ⅱ(1976年10月5日，広根徳太郎) 3頁，発言9～10。[342]

342) この「ノート」は私的な研究ノートとしての性格をもつものであるが，自分の心覚えのために，頁と整理番号をつけておく。

343) 勝木渥，「広根・彦坂は異端の芽か？」『物性研究』**29** No.3 (1977年12月) 註6，10，23，24参照。

344) 「物性研究史聞書きノート」勝木－X(1978年4月3日，広根徳太郎その2) 1～2頁，発言25～38，49～52。[342]

345) Heisenberg と Dirac の講演内容(仁科芳雄訳述)を収録した『啓明会紀要』第11号(量子論諸問題)が発行されるのは1932年4月20日で，広根－彦坂論文の発表よりもあとである。[346] なお，文献343註8も参照のこと。(文献343註8で「『啓明会紀要』第11号(量子力学諸問題)」と書いたのは私の書きちがいで「量子論諸問題」が正しい。) また『理研彙報』**9** No.1 (1930年1月) 55～68頁に9月3日に理研でおこなわれた講演の要旨を仁科芳雄が記載しているが，Heisenbergの強磁性理論はそこにはのっていない。

346) 1977年6月15日に，勝木は東京理科大学で小谷正雄，犬井鉄郎両先生のお話をうかがったが，そのあとで犬井先生が，犬井先生のお持ちの「啓明会紀要」第11号の表紙，目次，序文，緒言のコピーを送って下さった(コピーして下さったのは小谷先生である)。このコピーによって，私は「啓明会紀要」第11号の発行の日付を知ることができた。犬井，小谷両先生にお礼申上げる。この「啓明会紀要」第11号のことについては，上記インタビューのとき，小谷，犬井両先生から若干のお話があった。[347]

347) 「物性研究史聞書きノート」勝木－Ⅷ(1977年6月15日，小谷正雄・犬井鉄郎) 15～16頁，発言333～363。[342]

348) H. Weyl, "Gruppentheorie und Quantenmechanik" (S. Hirzel in Leizig, 1928)。この本の本文の最終頁(271頁)の最後の2行に等極結合は交換現象に基くと述べたのちに "Auf Grund derselben Prinzipién hat neuerdings Heisenberg den Ferromagnetismus

erklären Können.[18]" とあり，文献欄に "18) **271** Zeitschr. f. Phys., **49**, 1918, 619 (während der Korrektur erscheinen)." とある。序文の日付が 1928 年 8月だから発行は 8 月以降である。なお文献 343，註 37 も参照のこと。

349） 1976年10月に広根は「Weyl の Gruppen-theorie und Quantenmechanikというのが当時割合よく読まれた本だった。……多体問題を扱う場合には群論が必要になってくる。……あの本の一番終りの所に，この考えを Heisenbergが強磁性の問題に応用したと書いてある。……あの本は5章くらいから成立っていて，初めの4章くらいは当時まだいろいろformulationに問題のあった量子力学と数学の話がずっときていて，あとの第5章で，これはかなり長い章だが，それが多体問題への応用，要するに多電子系への応用といった形の所があって……それの一番終りの方に，この原理を強磁性の問題に応用したというのは，多分一行しか書いてないんだが，面白そうだと思って，それで Heisenbergの論文を読んだことを覚えている」と回顧している。[350] この本を手にした経緯その他についての勝木の再度のインタビュー（1978. 4. 3）にこたえて，広根が記憶をゆきつもどりつしながら語ったところを要約すれば，[351] Weylの初版を広根は大久保準三に借用した。それは広根が卒業して病気になるまでの1年間大久保研にいた，その時に大久保が買った本である。それを広根が「先生本を貸して下さい」といって借りた。広根は仙台で Weyl を熱心に読んだことは確実に記憶しているが，それが発病前のことなのか恢復後のことなのか記憶ではさだかでなかった。Weyl の本の刊行の時期や広根の卒業や発病の時期などをつきあわせての質疑応答が若干あったのち，「そうすると，やっぱり郷里（くに）へ持って帰ったかも知れない。今度出てくるときに大久保さんにお返ししたことを覚えているから。」その本はかなり苦労して読んだ。すると「（果して）郷里へもって帰ったのかなあ。郷里へ持って帰ったにしても郷里ではそんなに勉強できなかったから，眺めたという程度かも知れない。」「かなり悪戦苦闘して」読んだのだが，「そういう風に読んだのは郷里で読んだというよりは，’30年に仙台にもどってきてから」「少し記憶があやしいが，輪講なんかやりながら読んだのかも知れない。」「私は初版でいろいろやっているうちに，2版が出て[352]」広根は「初版をいろいろと分らないながらも苦心して読んでいたものだから，2版の方は，初版と2版とを対比しながら，割合楽に読めた。」そしてその頃仙台に，強いて名付ければ，固体電子論輪講会とでもいうべき輪講会（山田光雄，高橋胖らを中心に彦坂忠義，林威，広根らが参加）があって，そこで「固体量子論の論文を片っ端から読んでいった，余り系統的では必ずしもなかったけれども。」「Bloch関数，周期場，それが当時のわりあい中心的な論文のうちの1つだった，その系統の論文，それとWeyl流の，ああいう数学的にいうと表現論を使っての，例えば強磁性体の話とか，そんな

論文を手当り次第に読んだ。」とのことであった。

350）文献（私的ノート）341，4～5頁，発言13～22。

351）文献（私的ノート）344，6～9頁，発言122～189。

352）Weylの"Gruppentheorie und Quantenmechanik"の第2版の発行は1931年。山内恭彦訳の『群論と量子力学』（裳華房）の刊行は1932年3月頃（これは『数物会誌』**5** №.4（1932年3月23日発行）の新刊書広告より推定した）。

353）Heisenbergはこういう形では強磁性出現条件を与えていないが，Heisenbergの臨界温度Θの式

$$\Theta=\frac{2J_0}{k\left(1-\sqrt{1-\frac{8}{z}}\right)}$$

から明らかなように$z\geqq 8$のとき$\Theta\geqq 2J_0/k$。温度Tで強磁性があらわれているためには$T<\Theta$であればよいが，$T<2J_0/k$ならば$T<\Theta$をみたす。すなわち，$J_0>kT/2$であれば強磁性があらわれる。

354）私が前回にやや詳しく説明したStonerの論文[272)]の存在を知ったのはこの広根－彦坂の言及によってであった。Stonerの修正のように，結晶全体を一つの系とはみなさずに個々の原子の集まりとみなし，個々の原子が交換積分J_0に比例する分子場をうけてその磁気モーメントが順方向にあるか逆方向にあるかによって$\pm\frac{zJ_0}{2}\frac{\overline{\mu}}{\mu}$のエネルギーをもつと近似するよりは，あくまで全系を一つの系とみなし，全系の状態を全スピン量子数sで指定して群論的取扱いをおこなう方が，理論としては筋の通った行き方である，という考え方も，たしかに筋の通った考え方である。

355）広根－彦坂論文，Z. Phys. **73** 62－73(1931)中の68頁下から7～8行目。Elementarkomplexという概念は本多－大久保の磁気理論に特徴的なもので，磁区に似た概念（domainによりはgrainに似ている）である。広根－彦坂理論は，Heisenberg理論によるElementar-komplexの量子力学的基礎づけを意図したものといえるかも知れない。

356）広根－彦坂論文にあらわれる番号つきの式を，その番号の前にH.H.をつけてあらわすことにする。

357）σ_0は$H=0$のときの全系の全スピン量子数s_0に対応する量であって（$n\sigma_0=s_0$），全スピン磁気量子数あるいは〝磁化〟に対応する量ではない。Weissにあっては単一磁区に着目すれば$H=0$の場合にも磁化があらわれていて（あるいは無限小の磁場をかければその場の方向に有限の磁化があらわれて）それが自発磁化なのであるが，広根－彦坂にあっては，

Weissの単一磁区に相当する$2n$個の原子の結合体Elementarkomplexにおいて$H \to 0$の極限で(H. H. 17. 3)式から分るように磁化$\sigma \to 0$となって，Weissの意味での自発磁化はあらわれないのである。Heisenbergは手品をつかって状態和Sを磁気量子数mについての和の形にあらわし，$m = m_0$の項が鋭い極大の寄与をなすとしたから，Weissの意味での自発磁化があらわれた。広根一彦坂は状態和Sを全スピン量子数sについての和の形にあらわしたから，ある大きな多重度をもった多重項s_0は実現したが，それはWeissの意味での自発磁化とは似て非なるものであった。しかし，私はここであえていうが，Heisenbergの手品の方が，おそらく，計算としては，いんちき(あるいは，ごまかし)なのである。[358)]

358) 山内恭彦は“On Heisenberg's Theory of Ferromagnetism”という論文を『数物記事』にのせているが(Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **19** 1003–1018 (1937), 1937年9月18日受理(1937年9月18日「数物常会」で口頭発表)。)，そこでは山内は，各々1個の電子をもつ原子($S = 1/2$)より成る系を扱ったHeisenbergの強磁性理論の一般化をこころざし，強磁性体中の微結晶(単一磁区あるいはElementarkomplexに相当)として各々m個の電子をもつ原子($S = m/2$)より成る系を考えた。その系の状態和を微結晶の全スピン量子数sの和の形にあらわし，sのある値の項が状態和に鋭い極大の寄与を与えるとして，微結晶の磁化に対する表式

$$M = \frac{4}{3} \mu_B s^2 \alpha \left(1 - \frac{2}{3} s^2 \alpha^2 \right)$$

ただし

$$\alpha = \mu_B H / kT$$

を得，$H = 0$に対する磁化曲線の勾配として

$$\left(\frac{dM}{dH} \right)_0 = \frac{4}{3} \frac{\mu_B^2 s^2}{kT}$$

を得ているが，これは広根一彦坂の(H. H. 17. 3)式と本質的に同じものである。

山内の1937年9月常会でのこの講演について『日本数学物理学会誌』11巻3号 196頁の「講演アブストラクト」は「対称群の群指標の漸近値を複素積分の鞍点法により簡単に求める方法を述べ，これを用ひて強磁性体の各原子が任意の多重状態にあるときの磁気能率を求めHeisenbergの理論を一般に厳密に証明することを得た。」と要約している。

359) 文献231。634頁1行目。

360) 文献269中のWeissと Forrer の論文。

361）広根－彦坂論文（文献215），70頁5－7行。

362）拙論V『物性研究』**36** No.6（1981年9月），373－378頁。

363）K. Honda "Über das Weisssche molekulare Feld" Z. Phys. **75** 352–362 (1932)（受理：1932年2月4日，発行：1932年4月6日）；"On the Weiss Molecular Field" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **21** 332–343 (1932).この両論文はほとんど同一内容である。

364）本多は分子場という用語と内部場という用語を区別して用いている。前者はNI_t（I_t は自発磁化）であり，後者はNI（I は誘導磁化）である。本多は後者（内部場）を許容したが，それを前者（分子場）でおきかえることは誤まりと断じた。

365）たとえば，文献92「分子場の仮説と強磁性的性質」J. de Phys. **6** 661–690 (1907)［邦訳，小川和成（物理学史研究刊行会編『磁性』，東海大学出版会，1970，所収）］の(6)式など。本多の論文（文献363）の中にはまた「（Weissによれば）各素域における分子場の方向は結晶構造あるいは結晶の空間格子の方向と一定の関係をもたねばならない」との表現も見られる。

366）文献363中の『東北帝大理科報告』所載の英文論文の末尾。Z. Phys. 所載のドイツ語の論文には広根への謝辞はない。

367）1976年10月5日，於山形大学。

368）文献（私的ノート）341，6～8頁，発言33～45。

369）K. Honda, T. Nishina "Über die sogenannte Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung" Z. Phys. **98** 657-665（1936）（受理1935. 11. 16, 発行1936. 2. 3）；"On the so-called Temperature Dependency of Spontaneous Mag－netization" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **25** 480-488（1936）.

370）武藤俊之助「日本における固体電子論の草分けの頃」『物性』**14** No.1（1973年1月）1－8（受理1972年10月6日）の3－4頁。なお，次註文献557頁左段下から7－3行も参照せよ。

371）武藤俊之助「固体電子論の発展のあとをたどりて ── 一つの回想 ──」『日本物理学会誌』**20** No.8，555－560（1965年8月）の557頁右段5－10行。これは1965年3月24日に行われた武藤の東大停年退官記念講演の草稿にもとづく回想記である。前註『物性』所載の回想記にもほぼ同文で「その頃の日本の物理学界を思いかえしてみると，固体電子論に関する研究論文を発表していた研究者はほとんどなかったように思う。わずかに広根，彦坂両氏が前に述べたHeisenbergの強磁性理論に含まれる近似を多少改良する試みを実施した論文が唯一のものであったと記憶する。」（4頁左段下から16－10行）と書かれている。

372）武藤俊之助「強磁性結晶の量子理論」『日本数学物理学会誌』 **8** No.12, 467 − 498　（1934年12月）。

373）文献343，96 − 97頁参照。

374）文献372，478頁8 − 13行。＊の所に脚注をつけて「広根氏（本多先生の論文ZS. f. Phys. **75**, 1932, 356）に依って指摘された」と註記してある。

375）文献372，478 − 479頁。

376）武藤俊之助『強磁性の量子理論』（岩波，1936年3月10日発行。B5版72頁。）[377)]

377）これは，私の知るかぎり，日本人によって書かれた量子力学的物性論の単行本として最初のものである。これに3ケ月おくれて茅誠司の『強磁性結晶体論』が岩波書店から『科学文献抄』 **4** として1936年6月10日に発行された。

なお，武藤のこの本の第2版が1937年1月15日に発行されたが，これにはSlaterのNiの強磁性理論[378)]を紹介した5頁の追補がつけ加えられている。

378）J. C. Slater "The Ferromagnetism of Nickel" Phys. Rev. **49** 537–545 (1936).

379）文献376，31頁，8 − 19行。

380）文献376，33頁，17 − 23行。

381）勝木渥「わが国におけるワイス理論受容の過程についての一考察」1973 年度物理学会年会講演3p − U − 11（1973年4月3日，九州大学）；『物理学史研究』 **9** No.2（1973年度物理学会年会特集）（1973年8月発行）51 − 52頁。

382）宮原将平はかつて私に，茅誠司がかつて武藤のこの『強磁性の量子理論』を読みながら宮原に，武藤は本当には強磁性体のことが分っていないようだ，との感想をもらしたことがある，と語ったことがある。茅が何をもってそう言ったのか宮原は語らなかったが，あるいはHeisenberg理論とWeiss理論との間には本質的な差異があるとする武藤の見解を茅が念頭においてのことだったのかも知れない。

383）文献（私的ノート）341，8頁，発言51 − 52。

384）「日本科学者会議宮城支部東北大学金属材料研究班」が主催した「広根先生を囲む座談会」。座談会出席者は，渡辺浩，神垣知夫，中道琢郎，高野道典，金子武次郎，佐藤敬，阿部峻也（以上東北大金研），石田金一（山形大理），服部文男（東北大経；宮城支部代表幹事）の各氏。この座談会の内容は『日本の科学者』 **15** No.5 − 7（1980年5月 − 7月）に「科学者のあゆんだ道 ── 広根徳太郎氏に聞く」との表題のもとに3回にわたって連載されているが，座談会の開かれた日時・場所については記載がない。

385）『日本の科学者』 **15** No.6（1980年6月）34頁左段18 − 39行。

なお，この広根の答のあとに，「以下これに関連した議論が続いたが，専門に偏りすぎるので省略する」と註記されている。卒直に言って，この註記には失望した。『日本の科学者』の読者たちは「専門に偏りすぎる」ものには興味を示さないのか？　専門に偏っているがゆえに，かえって誰にとっても興味深いところがありうるのではないか？　「これに関連した議論」の要点だけでも紹介できなかったのか？　一つの論争点に「関連した議論」が「専門に偏りすぎるので省略」されるのでは，一体何のための座談会で，何のための内容の公表なのか？　などと思うのは，主催者の意図を理解しえない私の手前勝手な思いであろうか。

386）広根徳太郎「ニッケル及びニッケルを主成分とする二，三の合金の磁性について」『理研彙報』**16** 1409－1418（1937），（昭和12年10月15日受理）。これを英文にした論文[387)]が翌年に出た。

387）T. Hirone "On the Magnetic Properties of Nickel and Nickel Rich Alloys" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **27** 101–114 (1938).（1938年1月25日受理）。

388）T. Hirone "Some Problems on the Theory of Ferromagnetism" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **23** 523–536 (1934).

389）広根徳太郎「強磁性体の電気抵抗の異常に関する簡単なる理論」『理研彙報』**14** 1－4（1935），（昭和9年11月2日受理）。これを英文にしたものが同じ年に出た。[390)]

390）T. Hirone "A Simple Theory on the Anomaly of Electric Resistance of Ferromagnetic Substances" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **24** 122–127 (1935).

391）広根はelementary complexに対して，のちに〝自由な仕事〟の第3論文（広根の論文としては少くとも第6論文）の邦文版（文献389）で「単位複素体」なる語をあてている。[392)]

392）文献389，1頁，本文4行目。対応する英文版（文献390）の122頁，下から4行目にあるelementary complexに対応する所に邦文版では「単位複素体」とある。

393）H. Kammerlingh-Onnes, P. Weiss, Comm. from Phys. Lab. Leiden No. 114, 3 (1910).（孫引き）

394）A. Wolf "Über die Magnetonenzahlen ferromagnetischen Stoffe" Z. Phys. **70** 519–538 (1931), 発信1931年2月Leipzig, 理論物理学教室，受理1931. 5. 6, 発行1931．7. 14。この論文はLeipzigの学位論文であり，Wolfはこの論文の末尾でHeisenberg教授とBloch博士に激励と援助を感謝している。

395）E. C. Stoner "Atomic Moments in Ferromagnetic Metals and Alloys with Non-Ferromagnetic Elements" Phil. Mag. **15** 1018–1034（1933年5月）（発信：1933. 3. 7, Leeds 大学物理学科）。

396) P. Weiss, R. Forrer, Ann. de Phys **5**, 153 (1926). (孫引き)

397) S. Umino "On the Specific Heat of Carbon Steels" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ **15** 331–369 (1926); "On the Heat of Transformation of Nickel and Cobalt" ibid. **16** 593–611 (1927). 両論とも海野の所属は八幡製鉄 (Research Laboratory of the Yawata Imperial Steel Works) となっている。

398) Handb. d. exp. Phys., the 1st Part of Vol. **8**, 181 and 296. (孫引き)

399) K. Honda "Note on the Weiss Molecular Field in Ferromagnetic Substances" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **7** 53–58 (1918); "Über des Weisssche molekulare Feld" Z. Phys. **75** 352–362 (1932) (文献 363); "Magnetic Properties of Matter" (裳華房, 1928) 189–194頁。

400) 拙論V (『物性研究』 **36** No.6 (1981年9月) 355–412) の pp. 373–378 および註258参照。

401) 本稿, 広根–彦坂論文の項のはじめの部分 (註記354のあたり) 参照。

402) 松山芳治「低温及高温に於ける蒼鉛, ニッケル, 鉄, コバルト及び Heusler 合金の縦磁場による電気抵抗の変化」『理研彙報』 **13** 283–313 (1934) (受理1934. 2. 26, 発行1934. 4月); Y. Matuyama "On the Magneto-Resistance of Bismuth, Nickel, Iron, Cobalt and Heusler Alloy by the Longitudinal Magnetic Field at low and high Temperatures" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **23** 537–588 (1934). 広根は和文報告[389] では上記松山の論文しか引用していないが, 英文報告[390] ではさらに実験の文献として, K. Honda, Y. Ogura "Über die Beziehung zwischen den Änderungen der Magnetisierung und des electrischen Widerstandes im Eisen, Stahl und Nickel bei hohen Temperaturen" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **3** 113–125 (1914) をも引用している。しかし, 計算との比較にはこの本多–小倉のデーターは用いていない。

403) K. Honda, J. Okubo, Phys. Rev. **10** 705 (1917), (孫引き)。『東北帝大理科報告』本多記念号 (1936) 1109–1126所載の "Bibliography of Professor Kotaro Honda" (柴田仁作・作製) によれば, 論文42として「"Ferromagnetic Substances and Crystals in the Light of Ewing's Theory of Molecular Magnetism" (with J. Okubo) Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ **5** 153–214 (1916); Phys. Rev. **10** 705–742 (1917)」があげられている。Phys. Rev. **10** 所載の論文は, Sci. Rep. **5** 所載の論文と同内容か?

404) 広根以前に網島長年[405] が「強磁性体の単位複素体内の電子スピンが磁気的変態の経過中並行の向から逆の向に変ずるため, 結晶格子内に誘起される歪を考慮してこの現象の説明

を試み」「実験とよく一致する」結果を得ている。(引用部分は文献389の1頁より)

405）網島長年は1933年10月の数物常会で「電気伝導と強磁性体に就いて」と題する講演をおこない(『数物会誌』7 397頁(1933)参照)のちにそれを N. Tunazima "Elektrischer Widerstand und Ferromagnetismus" Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **16** 151–159 (1934) (発信1933年8月広島，講演1933. 10. 21)として欧文論文にした。Mott がNi のCurie点近傍での電気抵抗の鋭い変化に着目し，それの理論的説明を試みる[406]のは1936年であるから，網島や広根の理論的説明の試みは，理論内容の魅力や当否を別にすれば，Mottのそれに先立っていた。Mottや松山[402]の論文に引用された実験の論文から辿ってゆくと，強磁性体の電気抵抗の変化の研究は1930年頃から Gerlach,[407] ついで Potter[408] らによって始められたらしい。これらの論文は1930年から'32年にかけて発表されており，松山の仕事はこれらに時期的にややおくれてなされた。1914年の本多―小倉の仕事はこれらにはるかに先行していた。本多と曾禰武の酸化物磁性体(反強磁性体)の磁化率の測定(これも1914年の仕事である)同様，理論の成熟をまたずして実験のみが跛行的に先行していたといえようか。(『東北帝大理科報告』第**3**巻(1914)には，本多―小倉のこの論文のすぐ前に，鈴木清太郎―曾禰武の「渡瀬の風穴」が，すぐあとには高木弘―石原寅次郎の「岩石の磁化率」が，そしてそれのあとに本多―曾禰の「Mn化合物の高温での構造変化の磁気的研究」がのっている。)

406）N. F. Mott "The Electrical Conductivity of Transition Metals" Proc. Roy. Soc. **A 153** 699–717 (1936) (受理1935. 9. 23, 発行1936年2月)，特に pp. 712－715。

407）W. Gerlach "Magnetische Wederstandsänderung und spontane Magnetisierung" Z Phys. **59** 847–849 (1930) (発信1929. 10. 1 München, 受理1929. 10. 4, 発行1930. 1.29) ; W. Gerlach, K. Schneiderham "Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften I. Widerstand, magnetische Widerstandsänderung und wahre Magnetisierung beim Curie-Punkt" Ann. Phys. **6** 772–784 (1930) (受理1930. 8. 4, 発行1930. 9. 25) ; E. Englert "Widerstandsänderung und Magnetisierung am Curiepunkt" Z. Phys. **74** 748–756 (1932) (発信1931年12月 München, 受理1932. 1. 8, 発行1932. 3. 11) ; E. Englert "Ferromagnetismus und elektrische Eigenschaften VI. Longitudinale und transversale ferromagnetische Widerstandsänderung" Ann Phys. **14** 589–612 (1932) (受理1932. 5. 12, 発行1932. 8. 15).

408）H. H. Potter "On the Change of Resistance of Nickel in a Magnetic Field" Proc. Roy. Soc. **A 132** 560–569 (1931) (受理 1931. 3. 30, 発行 1931. 8. 1).

409）拙論Ⅰ(『物性研究』**31** №1 (1978年10月) 1－22)，註18の後半参照。

410）広根のこの論文にあらわれる式にはすべて番号がついているが，そのうちのいくつかを，もとの式番号の前に Hi．をつけて引用する。

411）$\overline{m}=\frac{\partial}{\partial\alpha}\log S$ とおいたことは，系の磁化を M とするとき，$\overline{m}=M/\mu_{\mathrm{B}}$ であることを意味する。

412）平均磁気モーメント $\overline{m}$ を m の最確値であるとみなすと，$\overline{m}=-M/2\mu_{\mathrm{B}}$ でなくてはならない。(Hi．4) あるいは (Hi．9) の $+2m\mu_{\mathrm{B}}H$ の項から分るように，m と M とは互いに逆向きにとられている。$\overline{m}$ を $-M/2\mu_{\mathrm{B}}$ にとれば，(Hi．11) は $-2\overline{m}=\frac{\partial}{\partial\alpha}\log S$ と訂正しなくてはならない。しかし，広根は広根－彦坂以来 $\overline{m}$ またはそれに対応する記号 ($\mathfrak{M}$, M) で M/μ_{B} をあらわし，$\overline{m}=\frac{\partial}{\partial\alpha}\log S$ ととるやり方をしてきている。「$\overline{m}$ を磁気量子数 m の最確値と同定する」ことは，不注意または何らかの他者からの影響による思いちがいである。

413）拙論V（『物性研究』**36** No.6（1981年9月）pp 355－412） 359頁12－22行参照。

414）s の誤植か？　s の最確値が s_0 であるからここは「… s の最確値を求める事…」とあるべきであろう。

415）たとえば宮原将平「本多先生との出会い」『科学サロン』（東海大学出版会PR誌）**2** No.1，6－7，(1978)。

宮原が知っている広根－彦坂理論は，1937年段階におけるそれであり，新しい考え方を接木されたそれであった。もし (Hi．31) 式を広根－彦坂理論の嫡流的帰結とみなし得るならば，それはたしかに Weiss 流の〝自発磁化〟をあらわし得る式になっており，広根－彦坂理論は〝自発磁化〟を認めていたということもできるであろう。宮原が広根－彦坂理論が自発磁化を認めていたと主張するときの根拠は，おそらくこの (Hi．31) 式であるだろう。あるいは (Hi．31) 式の導出ないし書きあらわし方に関しての広根との討論の記憶であるだろう。そして，広根自身が広根－彦坂理論が自発磁化を認めていたと回顧的に主張するとき，おそらく広根の脳裡に浮かんでいるのも，広根－彦坂理論の嫡流的帰結としての (Hi．31) 式であるだろう。（もしくは，それに相当した観念であるだろう。）しかし，私がこの小論で示したように，(Hi．31) 式は広根－彦坂理論の嫡流的帰結では決してなく，広根－彦坂流の理論にいわば外から接木されたものであった。広根－彦坂理論を原論文に即して読みこんできた私と，当事者である広根，さらには宮原との見解の相違の原因は，ここにあったのである。